

**EIN BEITRAG ZUR BESTIMMUNG
DER VORVERDUNSTUNG
UND VORMISCHUNG VON FLÜSSIGEM BRENNSTOFF
IN GASTURBINENBRENNKAMMERN**

DOKTORARBEIT

zur Erlangung der Grades Doktor-Ingenieur
der Abteilung für Maschinenbau
der Ruhr-Universität Bochum

von

JÖRG MRUGALLA

Gladbeck (Westf.)

Bochum 1983

Doktorarbeit eingereicht am 17. Januar 1983

Tag der mündlichen Prüfung: 24. Mai 1983

Referent: Prof. Dr.-Ing. H. Pfof

Korreferenten: Prof. Dr.-Ing. W. Fister

Prof. Dr.-Ing. H. Kremer

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Wissenschaftlicher Assistent bei der Arbeitsgruppe Dampf- und Gasturbinen im Institut für Energietechnik der Ruhr-Universität Bochum.

An dieser Stelle danke ich allen, die mich bei meiner Arbeit unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Pfost, der diese Arbeit ermöglicht hat und Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Fister sowie Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Kremer für die Übernahme der Korreferate.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Fister und bei der Firma Kraftwerk Union, Mülheim, für die großzügige Bereitstellung von Versuchseinrichtungen und Meßgeräten.

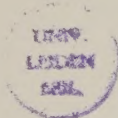
Nicht zuletzt gilt mein Dank den Herren Dipl.-Ing. P. Berenbrink und Dipl.-Ing. M. Geller, die mir mit großem persönlichem Einsatz bei der Durchführung der Messungen geholfen haben.

Bochum, Juli 1983

Jörg Mrugalla

Inhaltsübersicht

1. Einleitung
2. Rechenmodell und numerische Behandlung
 - 2.1 Beschreibung des Rechenmodells
 - 2.2 Flugbahn, Aufwärmung und Verdunstung des Einzeltröpfens
 - 2.2.1 Berechnung der Tropfenbewegung
 - 2.2.2 Berechnung von Aufwärmung und Verdunstung
 - 2.2.3 Ansätze für den Widerstandsbeiwert
 - 2.2.4 Ansatz für die Gleichgewichtstemperatur
 - 2.2.5 Ansatz für die instationäre Verdunstung
 - 2.3 Übergang vom Einzeltröpfen zum Sprühstrahl
 - 2.3.1 Analytische Darstellung von Durchmesser-Massen-Verteilungen
 - 2.3.2 Diskretisierung der Durchmesser-Massen-Verteilung
 - 2.3.3 Zerstäubungsablauf und Problematik der Bestimmung eines maximalen Tropfendurchmessers
 - 2.3.4 Erweiterung des Verdunstungsmodells
 - 2.3.4.1 Überblick
 - 2.3.4.2 Berechnung der Wirkungen des Wärmeaustausches
 - 2.3.4.3 Berechnung der Sprühstrahlverdunstung
 - 2.4 Beschreibung der numerischen Lösung
3. Beschreibung der Versuchseinrichtung und Meßergebnisse
 - 3.1 Beschreibung des Versuchsstandes
 - 3.2 Untersuchungsmethoden und Meßergebnisse
 - 3.2.1 Photographische Untersuchungen
 - 3.2.2 Messungen mit dem Laser-2-Focus-Verfahren



- 3.2.3 Bestimmung der Massenstromdichte der Flüssigkeit im Sprühstrahl
- 3.2.4 Messung der Luftgeschwindigkeit im Sprühstrahl
- 3.2.5 Tropfengrößenmessung
- 3.3 Vergleichende Auswertung verschiedener Versuchsergebnisse
- 4. Vergleiche zwischen Versuchs- und Rechenergebnissen
 - 4.1 Einzeltropfenverdunstung
 - 4.2 Sprühstrahlverdunstung
 - 4.3 Nachrechnung eines Sprühversuchs
- 5. Parameterstudien mit Hilfe des Rechenmodells
 - 5.1 Verdunstungsverhalten von Sprühstrahlen mit unterschiedlichen Durchmesser-Massen-Verteilungen
 - 5.2 Einfluß des Siedebereichs von leichtem Heizöl auf das Verdunstungsverhalten eines Sprühstrahls
 - 5.3 Wirkungen des Umgebungszustandes, des maximalen Tropfendurchmessers und der Brennstoffeinspritztemperatur auf das Verdunstungsverhalten
 - 5.4 Einfluß der Einspritzgeometrie auf das Brennstoff-Luft-Verhältnis am Austritt der VV-Zone
 - 5.5 Einfluß der Tropfenklassenanzahl und das Verdunstungsverhalten der einzelnen Klassen
- 6. Zusammenfassung

Literaturverzeichnis

Anhang

Verwendete Formelzeichen und IndizesFormelzeichen

a	spezifische Arbeit
A	Fläche, Querschnitt
B	Verdunstungszahl
c	Geschwindigkeit
c_p	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_w	Widerstandsbeiwert
D	Durchmesser
F	Kraft, Funktion, Faktor
G	Korrekturfunktion
$'$	spezifische Enthalpie
m	Masse
$\dot{m}$	Massenstrom
M	integraler Massenanteil
n	Klassenanzahl
Nu	Nußelt-Zahl
Oh	Ohnesorge-Zahl
p	Druck
Pr	Prandtl-Zahl
$\dot{Q}$	Wärmestrom
r	spezifische Verdampfungsenthalpie
R	Gaskonstante
Re	Reynolds-Zahl
t	Zeit
T	Temperatur (absolut)
V	Volumen
$\dot{V}$	Volumenstrom
w	Relativgeschwindigkeit
We	Weber-Zahl
x, y, z	kartesische Koordinaten
α	Winkel

β	räumlicher Ausdehnungskoeffizient
η	Wirkungsgrad
λ	Wärmeleitfähigkeit, Luftzahl
ν	kinematische Zähigkeit
ρ	Dichte
σ	Oberflächenspannung
ϑ	Temperatur (Celsius)
θ	Temperaturverhältnis

Indizes

ae	aerodynamisch
A	Aufwärmung
B	Brennstoff
D	Dampf, Düse
ges	gesamt
G	Gleichgewicht
Gem	Gemisch
i	laufender Index
id	ideal
krit	kritisch
L	Luft
m	massengemittelt, gemittelt
max	maximal
me	mechanisch
M	Mischung
N	Nutz...
S	Siedepunkt
Sch	Schmelzpunkt
Str	Strahl
th	thermisch
T	Tropfen, Tropfenflüssigkeit
verd	verdunstet, verdampft
V	Verdunstung
W	Widerstand

x, y, z	Koordinatenrichtungen
zu	zugeführt
∞	Umgebung
O	Anfangszustand (zeitlich)

1. Einleitung

Gasturbinen, die in der Energie- und Antriebstechnik wichtige Anlagenkomponenten darstellen, werden in der Regel als offene Kreisläufe mit innerer Verbrennung betrieben. Bei dem Verbrennungsprozeß entstehen Schadstoffe, die sich hauptsächlich aus Stickstoffoxiden und Kohlenmonoxid zusammensetzen. Gesetzliche Bestimmungen fordern eine Verringerung dieser Schadstoffe. So erlauben die EPA-Standards /1/ für stationäre Gasturbinen einen maximalen Stickstoffoxidgehalt im Abgas von 75 ppm, während bei üblichen Gasturbinen dieser Wert um ein Vielfaches höher liegt. Als Beispiel mögen die Untersuchungen von Farrell /2/ dienen, der für eine moderne Industriegasturbine einen Wert von 300 ppm NO_x bei Vollast gemessen hat.

Da eine Nachbehandlung des Abgases aus Kostengründen kaum möglich ist, sind Weiterentwicklungen bei den Gasturbinenbrennkammern notwendig. Dabei bieten herkömmliche Gasturbinenbrennkammern, die mit Diffusionsflammen arbeiten, nur geringe Verbesserungsmöglichkeiten. In Diffusionsflammen treten zwangsläufig inhomogene Brennstoff - Luft - Gemische auf, die im stöchiometrischen Bereich bei hohen Temperaturen und damit verstärkter Stickstoffoxidbildung verbrennen. Wegen des erforderlichen Luftüberschusses kommt es zu einer intensiven Kühlung der Nachreaktionszone, die den Kohlenmonoxidabbau behindern kann.

Buchheim /3/ hat gezeigt, daß sich bei der Anwendung von Vormischflammen die Entstehung beider Schadstoffe verringern läßt. Eine Vormischflamme mit homogenem, magerem Brennstoff - Luft - Gemisch erlaubt die Einhaltung niedriger Flammentemperaturen, die nach Untersuchungen von Kremer /4/ mit einer geringen Stickstoffoxidbildung

verbunden sind. Die Untergrenze der Temperaturabsenkung ist vom Reaktionsablauf her dann erreicht, wenn durch unvollständige Verbrennung der CO-Anteil im Abgas zunimmt.

Der Betrieb einer Vormischflamme mit flüssigem Brennstoff erfordert dessen vollständige Verdunstung und ein homogenes Gemisch aus Brennstoffdampf und Luft. Deshalb muß dem eigentlichen Brennraum eine Vorverdunstungs - Vormisch - Zone (im folgenden kurz als VV-Zone bezeichnet) vorgeschaltet werden.

Bei der Auslegung der VV-Zone muß man beachten, daß bei allen Betriebszuständen und Lastwechseln der Gasturbine eine stabile Verbrennung möglich ist. Ein Abheben oder Rückschlagen der Flamme ist zu vermeiden, da sie in diesen Fällen erlischt oder die VV-Zone zerstört. Bei einem Flammenrückschlag kann zusätzlich noch unverdunsteter Brennstoff in die Flamme gelangen, und es ergeben sich ähnlich ungünstige Verhältnisse wie in einer Diffusionsflamme.

Da die Verbrennung innerhalb des Gasturbinenprozesses stattfindet, müssen auch dessen besondere Anforderungen berücksichtigt werden. Damit die Gasturbine eine hohe spezifische Nutzarbeit und damit verbunden auch einen günstigen thermischen Wirkungsgrad erzielen kann, müssen die Druckverluste im Prozeß möglichst gering und die Turbineneintrittstemperatur möglichst hoch sein. Den ungünstigen Einfluß der Druckverluste zeigt Bild 1. Die beabsichtigte Absenkung der Flammentemperatur und die Forderung nach einer hohen Turbineneintrittstemperatur stehen nicht im Widerspruch, da zwischen den technisch möglichen Minimal- und Maximalwerten eine ausreichende Differenz besteht.

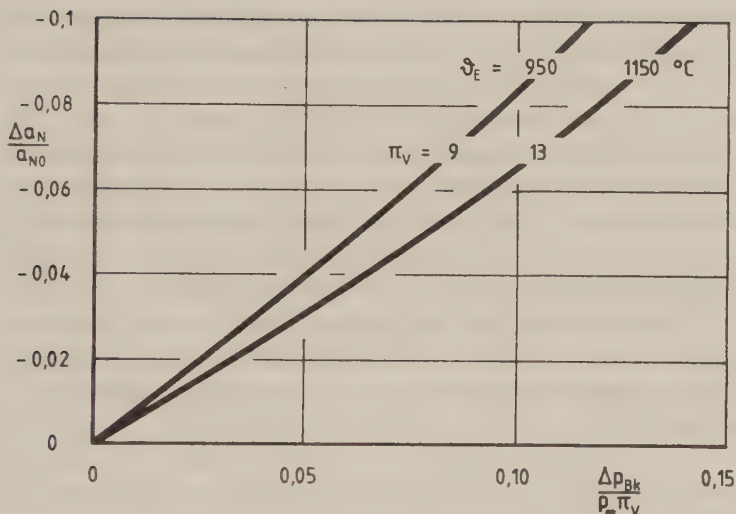


Bild 1: Relative Abnahme der spezifischen Nutzarbeit von Gasturbinenprozessen in Abhängigkeit des bezogenen Brennkammerdruckverlustes;

T_E : Turbineneintrittstemperatur

π_V : Verdichterdruckverhältnis

p_{∞} : Umgebungsdruck

Zur Lösung der mit der Vorverdunstung und Vormischung verbundenen Probleme sind bisher aufwendige Versuche unternommen worden, von denen neben anderen Mellor /5/, Marek /6/, Wade /7/, Anderson /43/ und Tacina /44/ berichten. Die aus diesen Versuchen gewonnenen und veröffentlichten Ergebnisse sind als Grundlage bei der Konzeption von VV-Zonen wegen der speziellen Versuchsbedingungen nur eingeschränkt brauchbar. Allgemeine theoretische Ansätze zur Brennstoffverdunstung werden zusammenfassend von Chigier /8/ und Graves /16/ beschrieben.

Die Ansätze beziehen sich auf Einzeltropfen und Brennstoffsprühstrahlen, die sich aus Einzeltropfen unterschiedlicher Durchmesser zusammensetzen. Für die Auslegung von VV-Zonen sind die meisten dieser Ansätze nicht unmittelbar zu verwenden, weil sie zum Beispiel Umgebungsbedingungen mit hohen Temperaturen voraussetzen, die in Diffusionsflammen herrschen, oder die Bewegung des Brennstoffs, die auch zu seiner Verteilung beiträgt, während der Verdunstung nicht berücksichtigen. Ansätze, die die Brennstoffbewegung einbeziehen, sind neben anderen von Lockwood /13/ entwickelt worden. Wie in der Mehrzahl der Untersuchungen wird jedoch auch in diesem Fall das Brennstoffverhalten in einer Diffusionsflamme betrachtet.

In der vorliegenden Arbeit wird ein mathematisches Modell vorgestellt, das die Berechnung der Brennstoffverdunstung und -verteilung in einer VV-Zone ermöglicht. Bei der Rechnung wird besonderer Wert auf eine genaue Bestimmung der relativ geringen Temperaturdifferenz zwischen Brennstoff und Luft gelegt. Das Modell berücksichtigt insbesondere, daß sich die Luft bei der Brennstoffverdunstung abkühlt, daß der Brennstoff eine Gleichgewichtstemperatur erreicht, die unter seiner Siedetemperatur liegt und daß während der Aufwärmung des Brennstoffs schon die Verdunstung einsetzt. Zur Berechnung der beiden letzten Punkte wurden aus veröffentlichten Versuchsergebnissen empirische Ansätze entwickelt.

Zu den wesentlichen Vorgaben, die das Rechenmodell benötigt, gehören das Strömungsfeld und die thermodynamischen Eintrittsdaten der Luft, der in Durchmesserklassen unterteilte Brennstoffsprühstrahl, der bei der Einspritzung entsteht und schließlich die Einspritzdaten des Brennstoffs.

In dem vorgegebenen Luftströmungsfeld der VV-Zone werden Flugbahn, Aufwärmung und Verdunstung von charakteristischen Durchmessern jeder Tropfenklasse bestimmt. Aus dem Verhalten der Einzeltropfen wird die Verdunstung des Sprühstrahls berechnet. Vereinfachend wird angenommen, daß sich das Strömungsfeld der Luft zwar durch den Wärmetausch mit dem gesamten Brennstoff, nicht aber durch den Impulsaustausch mit den einzelnen Tropfen verändert. Näherungsweise kann man den Impulsaustausch jedoch bei der Vorgabe des Strömungsfeldes berücksichtigen. Anhand des Beispiels einer zylindrischen VV-Zone wird die Brennstoffdampfverteilung über den Austrittsquerschnitt, die sich allein durch eine rotationssymmetrische Einspritzung und die daraus resultierenden Tropfenflugbahnen ergibt, berechnet.

Mit Hilfe des Modells lassen sich Parameterstudien und erste Abschätzungen bezüglich der Leistungsfähigkeit von VV-Zonen-Konzepten durchführen. Durch Variation der Vorgaben für die Rechnung kann man schrittweise zu einer überschlägigen Auslegung einer VV-Zone gelangen. Die Ergebnisse der durchgeführten Parameterstudien zeigen die zu erwartenden Tendenzen auf. Ein weiterer Anwendungsbereich des Rechenmodells liegt in der Umrechnung von Ergebnissen aus Modellversuchen und in der Bestimmung des Verhaltens ausgeführter VV-Zonen bei Änderungen des Betriebszustandes.

Bei dem Vergleich einzelner Rechenergebnisse zur Verdunstung mit veröffentlichten Versuchsergebnissen stellte sich eine ausreichende Übereinstimmung heraus. Die Berechnung der Sprühstrahlbewegung wurde mit Hilfe eigener Untersuchungsergebnisse überprüft.

2. Rechenmodell und numerische Behandlung

2.1 Beschreibung des Rechenmodells

Das Rechenmodell für die VV-Zone hat im wesentlichen zwei Aufgaben. Die eine besteht in der Bestimmung der Strecke, die ein Brennstoffsprühstrahl zur vollständigen Verdunstung benötigt oder auch der Berechnung des Brennstoffanteils, der auf einer vorgegebenen Strecke verdunstet. Die zweite Aufgabe des Modells ist die Bestimmung der Brennstoffdampfverteilung im Austrittsquerschnitt, die sich ausschließlich durch die Bewegung des flüssigen Brennstoffs in der VV-Zone ergibt. Damit erhält man eine Beurteilungsmöglichkeit für die Homogenität des Brennstoffdampf-Luft-Gemisches, die sich ohne Berücksichtigung der Wirkungen von Diffusion und turbulenter Durchmischung einstellt. Man liegt bei der Bewertung einer VV-Zone mit dieser Annahme auf der sicheren Seite, da die beiden letztgenannten Einflüsse das Mischungsergebnis stets verbessern.

Das Beispiel für eine mögliche Ausführung der VV-Zone (Bild 2) soll die Vorgehensweise bei der Modellbildung erläutern.

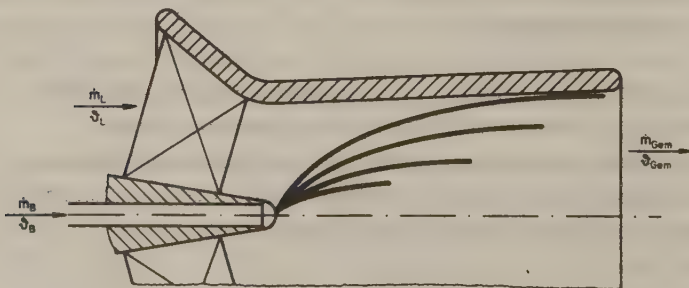


Bild 2: Beispiel für eine VV-Zone

Die Luft, die unmittelbar vom Verdichter oder vom Wärmetauscher kommt, wird beschleunigt, um für die Zerstäubung des Brennstoffs günstige Randbedingungen zu schaffen. Die Einspritzung des Brennstoffs erfolgt rotationssymmetrisch, in diesem Fall durch eine zentrale Düse. Die Zerstäubung, die sich unmittelbar an die Einspritzung anschließt, zerlegt den zunächst geschlossenen Brennstoffstrahl oder -film in Einzeltropfen, die sich auf verschiedenen Bahnen durch die VV-Zone bewegen und in ihrer Gesamtheit den Sprühstrahl bilden. Auf ihrer Bahn verdunsten die einzelnen Tropfen, wobei der entstehende Brennstoffdampf der Luftströmung folgt und sich dabei auf den Stromlinien der Luft bewegt. Im Idealfall ist am Ende der VV-Zone der gesamte Brennstoff verdunstet und es liegt ein homogenes Brennstoffdampf-Luft-Gemisch vor, das in die sich anschließende Brennzone strömt.

Zur Berechnung der Vorgänge in einer solchen VV-Zone benötigt das Modell die schon beschriebenen Vorgaben für die Luftströmung und die Brennstoffeinspritzung. Diese Vorgaben lassen sich aus Messungen an ähnlichen VV-Zonen oder aus überschlägigen Berechnungen, die iterativ verbessert werden können, und aus der Einspritzgeometrie bestimmen.

Der Forderung nach möglichst geringen Druckverlusten in der VV-Zone werden am ehesten einfache Formen der Luftströmung gerecht, die keine starken Umlenkungen und Beschleunigungen oder Verzögerungen aufweisen. Auch wirkt sich grobballige Turbulenz auf die Stabilität der Vormischflamme ungünstig aus, wenn man keine Maßnahmen zur Strömungsgleichrichtung, die jedoch wieder die Druckverluste erhöhen, vorsieht. Daraus folgt, daß man sich bei der Vorgabe der Luftströmungen im wesentlichen auf einfache Rohrströmungen beschränken kann, die auch relativ einfach zu beschreiben sind.

Die als zweite Vorgabe notwendige Durchmesser-Massen-Verteilung ermöglicht die Einteilung des Sprühstrahls in Einzeltropfen verschiedener Durchmesser, die dann stellvertretend für bestimmte Massenanteile stehen.

In das vorgegebene Strömungsfeld der Luft werden nun einzelne, kugelförmige Tropfen mit bestimmten Anfangsdurchmessern, -geschwindigkeiten und -richtungen eingebracht und ihre Flugbahnen unter Berücksichtigung der Verdunstung berechnet.

Dies geschieht mit den Annahmen, daß sich die einzelnen Tropfen untereinander nicht beeinflussen, daß der Impulsaustausch zwischen Tropfen und Luft keine Rückwirkungen mehr auf die vorgegebene Luftströmung hat und daß der Vorgang der Zerstäubung ohne Bedeutung für die Tropfenflugbahnen ist. Nach Chigier /8/, Brauer /9/, Graßmann /10/ und Stoffels /11/ kann man davon ausgehen, daß diese Annahmen bei der Betrachtung von Gasturbinenbrennkammern wegen der Massenverhältnisse von Brennstoff und Luft ($\dot{m}_B/\dot{m}_L = 0,05$ bis $0,02$) erlaubt sind. Abweichungen sind nur in unmittelbarer Nähe der Einspritzstelle zu erwarten, von der sich die Tropfen jedoch wegen ihrer relativ großen Anfangsgeschwindigkeit oder der starken Beschleunigung durch die Luftströmung schnell entfernen.

Die Berechnung des Impulsaustausches zwischen Luft und Tropfen ist die Aufgabe einer räumlichen Strömungsrechnung für ein Zweistoffgemisch, in dem eine Komponente als Flüssigkeit und Dampf und die andere als Gas auftritt. Eine solche Berechnung wird in diesem Modell nicht durchgeführt. Es ist allerdings möglich, durch die Vorgabe eines entsprechenden Luftströmungsfeldes näherungsweise den Impulsaustausch zu berücksichtigen, der nach Chigier /8/ und eigenen Versuchsergebnissen hauptsächlich in der Nähe der Einspritzstelle wirkt. In

dem so vorgegebenen Strömungsfeld finden Tropfenaufwärmung und Verdunstung statt. Die Luft kühlt sich aufgrund dieser beiden Vorgänge ab, die Dichte erhöht sich, und damit sinkt die Strömungsgeschwindigkeit. Der Volumenstrom des entstehenden Brennstoffdampfes hat auf den Geschwindigkeitsverlauf wegen seiner höheren Dichte und seines geringen Massenanteils nur eine vernachlässigbare gegenläufige Wirkung.

Aus den berechneten Flugbahnen und dem Verdunstungsverhalten der Einzeltropfen mit verschiedenen Anfangsdurchmessern läßt sich unter Verwendung der vorgegebenen Verteilungsfunktion das Verdunstungs- und Mischungsergebnis für den gesamten Sprühstrahl bestimmen.

Die mathematische Formulierung des Modells ermöglicht verschiedene Lösungswege, die im folgenden kurz dargestellt werden.

Unter Vorgabe stark vereinfachender Randbedingungen (/12/) ist es möglich, die den Gesamtvorgang beschreibenden Differentialgleichungen für den Einzeltropfen geschlossen zu lösen. Die Randbedingungen, die eine geschlossene Einzeltropfenlösung verhindern, entstehen durch Temperaturänderungen der Luft, welche die Verdunstung der gesamten Brennstoffmasse verursacht, durch die sich daraus ergebenden Änderungen der Luftgeschwindigkeit und der Temperaturdifferenz, die den Wärmeübergang zum Tropfen bewirkt, und schließlich durch ungleichförmige Luftströmungen, die auch ohne Brennstoffeinwirkungen in der VV-Zone vorliegen können.

Wenn also wegen Berücksichtigung realistischer Randbedingungen eine geschlossene Integration nicht erfolgen kann, ist es in Einzelfällen bei einer bestimmten Luft-

strömung möglich, für die Ergebnisse einer numerischen Integration recht genaue Approximationsfunktionen zu finden, die das Einzeltropfenverhalten in Abhängigkeit des Anfangsdurchmessers beschreiben. Mit den nach einem der beiden genannten Verfahren bestimmten Lösungsfunktionen lassen sich in Verbindung mit der Verteilungsfunktion die Eigenschaften des VV-Zonen - Modells berechnen.

Hier wird jedoch ein rein numerisches Verfahren benutzt, um gegebenenfalls Ergebnisse einer Tropfengrößenmessung ohne Probleme verwenden und weitgehend reale Randbedingungen berücksichtigen zu können. Dieses Verfahren vermeidet die aufwendige Bestimmung von Lösungsfunktionen, die für jeden Einzelfall wegen der Auswahl geeigneter Approximationsfunktionen weitgehend "von Hand" vorgenommen werden muß und damit die Rechnung unnötig kompliziert und zeitaufwendig macht.

Im folgenden werden zunächst die Differentialgleichungen aufgeführt, die die Flugbahn (Abschnitt 2.2.1) sowie die gleichzeitige Aufwärmung und Verdunstung (Abschnitt 2.2.2) beschreiben. Einzelne Hilfsgrößen und Ansätze, die zur Lösung dieser Gleichungen notwendig sind, werden in den sich daran anschließenden Abschnitten erläutert, die auch Ansätze für Verteilungsfunktionen enthalten. Über die Verteilungsfunktionen gelangt man schließlich zur Berechnung des Wärmetausches zwischen Brennstoff und Luft sowie zur Sprühstrahlverdunstung (Abschnitte 2.3.4.2 und 2.3.4.3).

2.2 Flugbahn, Aufwärmung und Verdunstung des Einzeltropfens

2.2.1 Berechnung der Tropfenbewegung

Das Gleichungssystem, das die Flugbahnen von verdunstenden Tropfen beschreibt, geht von der Modellvorstellung eines einzelnen, kugelförmigen Körpers in einem vorgegebenen Luftströmungsfeld aus.

Für einen solchen Tropfen mit der Masse m_T stehen für alle betrachteten Richtungen die entsprechenden Komponenten der Trägheitskräfte und der von außen wirkenden Kräfte (Luftwiderstand, Schwerkraft und Auftrieb) im Gleichgewicht. Damit ergeben sich die Bewegungsgleichungen in kartesischen Koordinaten mit F_x , F_y und F_z als Summen aller in den jeweiligen Richtungen angreifenden Kräfte:

$$\left. \begin{aligned} m_T \frac{dc_{Tx}}{dt} &= F_x \\ m_T \frac{dc_{Ty}}{dt} &= F_y \\ m_T \frac{dc_{Tz}}{dt} &= F_z \end{aligned} \right\} (1)$$

Bei den in Gasturbinenbrennkammern herrschenden Randbedingungen (hohe Luftgeschwindigkeit, kurze Flugbahnlängen, geringe Tropfendurchmesser) können die Wirkungen von Auftrieb und Schwerkraft vernachlässigt werden. Die Unterschiede der berechneten Flugbahndpunkte, bezogen auf die VV-Zonen - Länge, liegen, selbst für

relativ große Tropfen ($D_T = 150 \mu\text{m}$), unter 0,2 Prozent, wie auch ausführliche Untersuchungen in /D1/ gezeigt haben. Somit bestimmen lediglich Trägheits- und Widerstandskräfte die Tropfenflugbahnen.

Für Richtung und Größe der durch den Luftwiderstand entstehenden Kraft ist die Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Luft bestimmend. Die Relativgeschwindigkeit

$$\vec{w} = \vec{c}_T - \vec{c}_L \quad (2)$$

kann in Komponenten aufgeteilt werden:

$$\vec{w} = \vec{c}_{Tx} - \vec{c}_{Lx} + \vec{c}_{Ty} - \vec{c}_{Ly} + \vec{c}_{Tz} - \vec{c}_{Lz} \quad (3)$$

$$\vec{w} = \vec{w}_x + \vec{w}_y + \vec{w}_z \quad (4)$$

Der Betrag der Relativgeschwindigkeit ist dann:

$$w = \sqrt{(c_{Tx} - c_{Lx})^2 + (c_{Ty} - c_{Ly})^2 + (c_{Tz} - c_{Lz})^2} \quad (5)$$

Als Bewegungsgleichung im Relativsystem ergibt sich:

$$m_T \frac{dw}{dt} = F_W \quad (6)$$

Wegen der entgegengesetzten Richtungen von Relativ-

Bewegung und angreifender Kraft ist die Relativbeschleunigung des Tropfens immer negativ. Damit gilt für den Luftwiderstand:

$$F_W = - A_T \rho_L c_W \frac{w^2}{2}$$

oder

$$F_W = - \frac{\pi}{8} D_T^2 \rho_L c_W w^2 \quad . \quad (7)$$

Der Widerstandsbeiwert ist eine Funktion der Reynoldszahl:

$$c_W = c_W(Re)$$

mit:

$$Re = \frac{D_T w}{\nu_L} \quad . \quad (8)$$

Die Darstellung des Widerstandsbeiwertes wird in Abschnitt 2.2.3 genauer behandelt.

Entsprechend den Beträgen der Relativgeschwindigkeitskomponenten erfolgt die Aufteilung der Widerstandskraft:

$$\begin{aligned}
 F_{Wx} &= F_W \frac{w_x}{w} \\
 F_{Wy} &= F_W \frac{w_y}{w} \\
 F_{Wz} &= F_W \frac{w_z}{w}
 \end{aligned} \tag{9}$$

Die Ableitung der Relativgeschwindigkeitskomponenten nach der Zeit ergibt:

$$\begin{aligned}
 \frac{dw_x}{dt} &= \frac{dc_{Tx}}{dt} - \frac{dc_{Lx}}{dt} \\
 \frac{dw_y}{dt} &= \frac{dc_{Ty}}{dt} - \frac{dc_{Ly}}{dt} \\
 \frac{dw_z}{dt} &= \frac{dc_{Tz}}{dt} - \frac{dc_{Lz}}{dt}
 \end{aligned} \tag{10}$$

Bei den vorgesehenen Anwendungsfällen sollen nur stationäre Luftströmungen mit vernachlässigbaren konvektiven Beschleunigungen betrachtet werden, so daß gilt:

$$\frac{dw_i}{dt} = \frac{dc_{Ti}}{dt} \quad ; \quad i = x, y, z \tag{11}$$

Mit der Masse des Tropfens

$$m_T = \frac{\pi}{6} \rho_T D_T^3 \tag{12}$$

und den Gleichungen (1) und (9) erhält man die Bewegungsgleichungen:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dc_{Tx}}{dt} &= - \frac{3}{4} \frac{\rho_L}{\rho_T} \frac{c_W}{D_T} w (c_{Tx} - c_{Lx}) \\ \frac{dc_{Ty}}{dt} &= - \frac{3}{4} \frac{\rho_L}{\rho_T} \frac{c_W}{D_T} w (c_{Ty} - c_{Ly}) \\ \frac{dc_{Tz}}{dt} &= - \frac{3}{4} \frac{\rho_L}{\rho_T} \frac{c_W}{D_T} w (c_{Tz} - c_{Lz}) \end{aligned} \right\} (13)$$

Die Lösungen dieser Gleichungen ergeben die Geschwindigkeitskomponenten längs der Bahnkurve des Tropfens und somit die zeitlichen Ableitungen der Ortskoordinaten des Tropfens.

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= c_{Tx} \\ \frac{dy}{dt} &= c_{Ty} \\ \frac{dz}{dt} &= c_{Tz} \end{aligned} \right\} (14)$$

Diese Gleichungen beschreiben die Koordinaten einer Tropfenbahn. Bei der numerischen Lösung des Gleichungssystems aus (13) und (14) ist es möglich, die einzelnen Luftgeschwindigkeitskomponenten beliebiger Strömungsfelder ortsabhängig zu berücksichtigen.

2.2.2 Berechnung von Aufwärmung und Verdunstung

Für die Berechnung der Aufwärmung und Verdunstung des Einzeltropfens wurde ein Modell entwickelt, das die gleichzeitige Betrachtung beider Vorgänge ermöglicht.

Das Modell geht von folgender Vorstellung aus:

Ein einzelner Brennstofftropfen tritt an der Düsenmündung in die Luftströmung ein. Seine Temperatur liegt, entsprechend den üblichen Verhältnissen in Gasturbinenbrennkammern, unterhalb der Lufttemperatur. Die in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Gleichungen (13) und (14) bestimmen die Flugbahn, auf der sich der Tropfen bewegt.

Die Temperaturdifferenz zwischen Luft und Tropfen bewirkt einen Wärmeübergang. Der entstehende Wärmestrom $\dot{Q}_{zu}$ teilt sich auf in einen Anteil $\dot{Q}_A$, der den Brennstoff aufwärmt, und einen Anteil $\dot{Q}_V$, den ein bestimmter Brennstoffanteil für die Verdunstung benötigt. Die Temperatur des Tropfens erhöht sich, bis sie die Gleichgewichtstemperatur ϑ_G erreicht, bei der die zufließende Energie und der Verdunstungswärmestrom im Gleichgewicht stehen. Von diesem Gleichgewichtszustand ausgehend kann man die Verdunstung als stationär bezeichnen.

Bevor der Tropfen die Gleichgewichtstemperatur erreicht, durchläuft er also eine instationäre Verdunstungsphase, die durch gleichzeitige Aufwärmung und Verdunstung gekennzeichnet ist. Die Aufteilung des Wärmestroms $\dot{Q}_{zu}$ in $\dot{Q}_A$ und $\dot{Q}_V$ hängt von der Differenz zwischen Tropfen- und Gleichgewichtstemperatur ab. Hier wurde aus Versuchsergebnissen ein empirischer Ansatz entwickelt, der in Abschnitt 2.2.5 näher beschrieben wird.

Im folgenden werden die Gleichungen aufgeführt, die die Aufwärmung und Verdunstung bestimmen. Die Gleichgewichtstemperatur ϑ_G wird hier zunächst ohne nähere Erläuterung, die dann in Abschnitt 2.2.4 erfolgt, benutzt.

Für den Wärmestrom zum Tropfen gilt, entsprechend dem Wärmeübergang an einer Kugel:

$$\dot{Q}_{zu} = Nu \lambda_L \pi D_T (\vartheta_{\infty} - \vartheta_T) \quad . \quad (15)$$

Nach Frössling /14/ ist die Nußelt-Zahl Nu für Kugeln mit fester Oberfläche oder nicht zu großer Verdunstungsrate:

$$Nu = 2 (1 + 0,276 Re^{1/2} Pr^{1/3}) \quad . \quad (16)$$

Chigier /8/ faßt Ergebnisse verschiedener Untersuchungen zusammen (z.B. von Ranz und Marshal), welche die Anwendbarkeit von Gleichung (16) bestätigen.

Die Prandtl-Zahl, die die kinematische Viskosität auf die Temperaturleitfähigkeit des umgebenden Mediums bezieht, ändert sich bei den in der Brennkammer herrschenden Verhältnissen nur geringfügig. Mit einer als konstant angenommenen Prandtl-Zahl ($Pr \approx 0,7$) wird die Nußelt-Zahl allein abhängig von der Reynolds-Zahl:

$$Nu = 2 (1 + 0,245 Re^{1/2}) \quad . \quad (17)$$

Wie bei der Modellbeschreibung schon erwähnt, teilt sich der dem Tropfen zugeführte Wärmestrom auf in einen Anteil, der zur Aufwärmung des Tropfens dient ($\dot{Q}_A$) und einen Anteil, den der Verdunstungsvorgang benötigt ($\dot{Q}_V$).

$$\dot{Q}_{zu} = \dot{Q}_A + \dot{Q}_V \quad (18)$$

Die Modellvorstellung geht von einer Trennung dieser beiden Vorgänge aus, so daß zunächst nur die Aufwärmung ohne Berücksichtigung der Verdunstung beschrieben wird. Nach Graves /16/ und Chigier /8/ sind in erster Näherung Wärmeleitung und Durchmischung innerhalb des Tropfens so groß, daß dort praktisch keine Temperaturunterschiede auftreten. Der zur Aufwärmung dienende Wärmestrom heizt also die gesamte Tropfenmasse gleichmäßig auf. Damit gilt für die zeitliche Änderung der Tropfentemperatur:

$$\frac{d\vartheta_T}{dt} = \frac{\dot{Q}_A}{m_T c_{pT}} \quad (19)$$

Die Aufwärmung des Tropfens bewirkt eine Abnahme der Tropfendichte und damit eine Vergrößerung des Tropfenvolumens und -durchmessers. Da die mit dem Tropfendurchmesser gebildete Reynolds-Zahl sowohl die Flugbahn als auch den Wärmeübergang beeinflußt, muß die Änderung des Tropfendurchmessers berechnet werden.

Die zeitliche Änderung des Durchmessers bestimmen die Temperaturänderung und der räumliche Ausdehnungskoeffizient.

$$\left. \frac{dD_T}{dt} \right|_{\vartheta} = \frac{\beta D_T}{3} \frac{d\vartheta_T}{dt} \quad (20)$$

Der Ausdehnungskoeffizient wird aus der als bekannt angenommenen Dichteänderung wie folgt berechnet:

$$\beta = \frac{1}{V} \frac{dV}{d\vartheta} \quad .$$

Mit:

$$\begin{aligned} \frac{dm}{d\vartheta} &= 0 \\ &= V \frac{d\rho}{d\vartheta} + \rho \frac{dV}{d\vartheta} \end{aligned}$$

ergibt sich:

$$\beta(\vartheta) = - \frac{1}{\rho(\vartheta)} \frac{d\rho}{d\vartheta} \quad . \quad (21)$$

Damit sind für das Modell alle mit der Tropfenaufwärmung verbundenen Vorgänge beschrieben.

Für die Tropfenverdunstung entwickelt Spalding /15/ einen Ansatz mit Hilfe der Reynolds-Strom-Hypothese, die im Anhang näher beschrieben wird. Dieser Ansatz hat den Vor-

teil, daß er nur Größen enthält, die für Brennstoffe relativ leicht zu bestimmen sind; insbesondere benötigt man keine Diffusionszahlen, die ansonsten zur Berechnung des Stofftransports erforderlich sind.

Mit der Annahme, daß der gesamte Wärmestrom zum Tropfen für die Verdunstung zur Verfügung steht, wird seine Verdunstungsrate in einer genügend ausgedehnten Umgebung berechnet mit:

$$\frac{dm_T^*}{dt} = - Nu \frac{\lambda_L}{c_{pL}} \pi D_T \ln(1 + B) \quad . \quad (22)$$

Die Bestimmung der Verdunstungszahl B erfolgt mit Hilfe einer Energiebetrachtung:

$$B = \frac{c_{pL} (\vartheta_\infty - \vartheta_T)}{c_{pT} (\vartheta_G - \vartheta_T) + r} \quad . \quad (23)$$

Die Enthalpiedifferenz der Luft

$$\Delta h_L = c_{pL} (\vartheta_\infty - \vartheta_T)$$

ist proportional dem Wärmestrom $\dot{Q}_{zu}$ und stellt somit ein Maß für die Energie dar, die für die Verdunstung bereitgestellt wird.

Dieses Energieangebot wird ins Verhältnis zu der Energieaufnahme bei der Verdunstung gesetzt, die proportional

der Enthalpiedifferenz Δh_V ist.

$$\Delta h_V = c_{pT} (\vartheta_G - \vartheta_T) + r$$

Dem Verdunstungsvorgang liegt folgende Modellvorstellung zugrunde:

Das verdunstende Massenelement dm_T wird zunächst von der Tropfentemperatur ϑ_T auf die Gleichgewichtstemperatur ϑ_G aufgeheizt, bei der es dann unter Aufnahme der Verdampfungsenthalpie r in die Gasphase übergeht.

Die Gleichung (22) setzte voraus, daß der gesamte Wärmestrom zum Tropfen zur Verdunstung dient. Das ist jedoch nur dann der Fall, wenn der Tropfen die Gleichgewichtstemperatur ϑ_G hat und wenn damit eine stationäre Verdunstung vorliegt.

Da sich während der instationären Phase ($\vartheta_T < \vartheta_G$) der Wärmestrom $\dot{Q}_{zu}$ nach Gleichung (18) aufteilt, verringert sich die Verdunstungsrate dm^*/dt entsprechend dieser Aufteilung:

$$\frac{dm_T}{dt} = \frac{dm_T^*}{dt} \frac{\dot{Q}_V}{\dot{Q}_{zu}} \quad (24)$$

mit:

$$\dot{Q}_V = \dot{Q}_{zu} - \dot{Q}_A$$

Die durch Verdunstung bewirkte Massenabnahme verringert den Tropfendurchmesser:

$$\left. \frac{dD_T}{dt} \right|_{\dot{m}} = \frac{2}{\rho_T \pi D_T^2} \frac{dm_T}{dt} \quad (25)$$

Die Gleichungen (20) und (25) ergeben die Gesamtänderung des Tropfendurchmessers und bilden mit den Gleichungen (19) und (24) das System von Differentialgleichungen, das die instationäre Verdunstung des Tropfens beschreibt. Zusammengesetzt und umgeformt ergibt sich dann:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\vartheta_T}{dt} &= \frac{\dot{Q}_A}{m_T c_{pT}} \\ \frac{dm_T}{dt} &= - Nu \frac{\lambda_L}{c_{pL}} \pi D_T \ln(1+B) \frac{\dot{Q}_V}{\dot{Q}_{zu}} \\ \frac{dD_T}{dt} &= \frac{\beta D_T}{3} \frac{d\vartheta_T}{dt} + \frac{2}{\rho_T \pi D_T^2} \frac{dm_T}{dt} \end{aligned} \right\} (26)$$

2.2.3 Ansätze für den Widerstandsbeiwert .

Einer der bestimmenden Faktoren für die Tropfenflugbahnen ist der Widerstandsbeiwert c_W . In der Literatur (/17/, /18/, /8/, /19/, /20/) findet man im Ergebnis weitgehend übereinstimmende Ansätze für den Bereich kleiner Reynolds-Zahlen ($Re \leq 10$) und Tropfen, die nicht verdunsten. Im folgenden seien die Ansätze beschrieben und die Unterschiede kurz dargestellt:

- nach Ingebo /17/

für $6 \leq Re \leq 400$

$$c_W = 27 \cdot Re^{-0,84} \quad (27)$$

- nach v. Lier /18/

für $Re \leq 1000$

$$c_W = \frac{24}{Re} (1 + 0,15 Re^{0,689})$$

für $Re \geq 1000$

$$c_W = 0,435$$

} (28)

- nach Chigier /8/

mit der Annahme vollständiger Analogie von Wärme- und Stoffaustausch

für $Re \leq 200$

$$c_W = 11,5 \text{ Pr}^{-0,14} \text{ Nu} \frac{G(B)}{\text{Re}} \quad (29)$$

Die Korrekturfunktion $G(B)$ berücksichtigt Verdunstungseffekte und wird in zwei Ansätzen (I und II) angegeben. Die Definitionen von Nu und B entsprechen den zuvor angegebenen Gleichungen (16) und (23).

$$G_I(B) = \frac{\ln(1 + B)}{B} \quad (30)$$

$$G_{II}(B) = \frac{1}{1 + B} \quad (31)$$

- nach Shearer /19/
ohne Angabe bezüglich eines Gültigkeitsbereiches für Re

$$c_W = 24 \left(1 + \frac{1}{6} \text{Re}^{2/3}\right) / \text{Re} \quad (32)$$

- nach Stein /20/
ohne Angabe eines Gültigkeitsbereiches für Re

$$c_W = 0,36 + 5,48 \text{ Re}^{-0,573} + \frac{24}{\text{Re}} \quad (33)$$

Die Gleichungen (27), (28), (32) und (33) gelten nach Angabe der Autoren auch für verdunstende Tropfen ohne Berücksichtigung der Verdunstungsintensität. Gleichung (29) ergibt für den Fall verdunstender Tropfen, der durch $B > 0$ gekennzeichnet wird, Widerstandsbeiwerte, die sich in Abhängigkeit von der gewählten Korrektur-

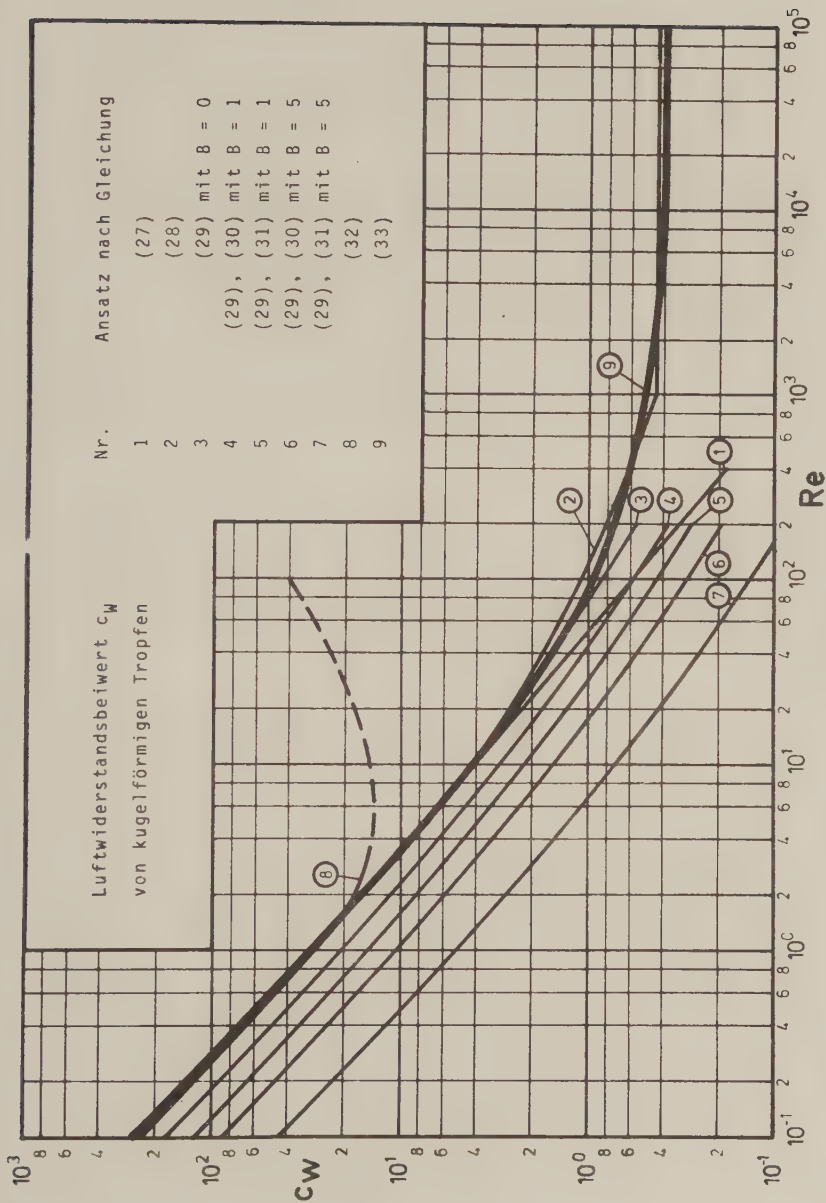


Bild 3

funktion erheblich unterscheiden, und die deutlich niedriger liegen als die Werte nach den übrigen Ansätzen. Bild 3 zeigt die Widerstandsbeiwerte nach den oben beschriebenen Ansätzen.

In der vorliegenden Arbeit wird der Ansatz nach Stein /20/ gewählt, da dieser sehr gut den Widerstandsbeiwert von Kugeln entsprechend der Darstellung bei Gersten /27/ annähert. Dies erscheint sinnvoll, solange der Einfluß der Verdunstung nicht zweifelsfrei geklärt ist.

2.2.4 Ansatz für die Gleichgewichtstemperatur

Theoretische und experimentelle Untersuchungen (/21/, /22/) haben gezeigt, daß sich bei der Verdunstung von Tropfen eine Temperatur der Tropfenflüssigkeit einstellt, die der psychrometrischen Gleichgewichtstemperatur des betrachteten Flüssigkeits - Gas - Gemisches entspricht. Dieser Gleichgewichtszustand setzt eine ungestörte Verdunstung des Tropfens voraus. In dieser Arbeit werden nur Fälle betrachtet, bei denen der Partialdruck der verdunstenden Tropfenflüssigkeit in der weiteren Umgebung des Tropfens genügend niedrig bleibt (quasi unendlich ausgedehnte, völlig ungesättigte Umgebung).

Traves /16/ gibt eine Möglichkeit zur analytischen Berechnung dieses Gleichgewichtszustandes an, für die man jedoch genaue Werte des Diffusionskoeffizienten und des Sättigungsdrucks des verdunsteten Stoffes benötigt.

Für reine Stoffe sind diese Werte bekannt, oder sie können zum Teil näherungsweise nach /23/ berechnet werden.

Für Flüssigkeitsgemische, besonders für solche, deren genaue Zusammensetzung nicht bekannt ist, lassen sich diese Stoffwerte nur mit Schwierigkeiten oder gar nicht ermitteln. Aus diesem Grund wird die Gleichgewichtstemperatur auf eine andere Art bestimmt. Priem /21/ gibt experimentell ermittelte Gleichgewichtstemperaturen an (Bild 4), die eindeutige Abhängigkeiten von den Siedetemperaturen der untersuchten Flüssigkeiten (Normal - Paraffine) und von der Lufttemperatur zeigen. Es ist möglich, die Meßwerte durch Gleichungen anzunähern, die diese Einflüsse berücksichtigen.

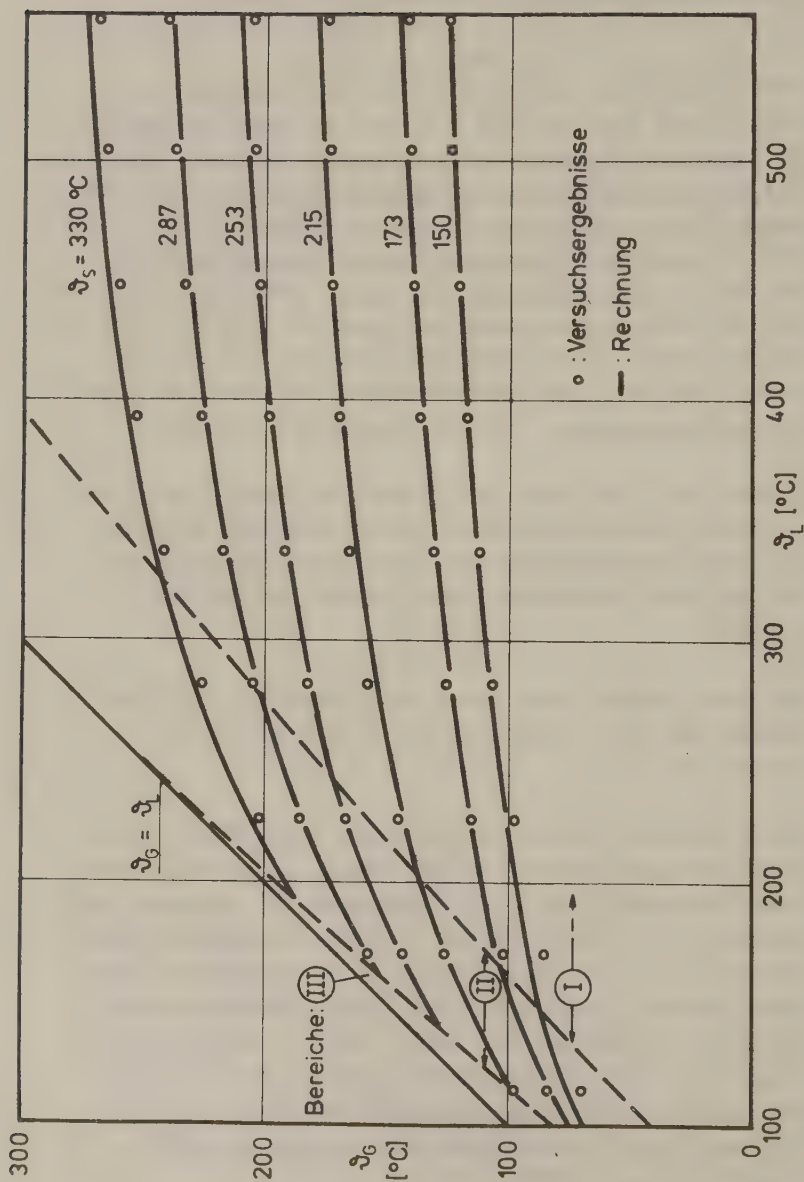


Bild 4: Psychrometrische Gleichgewichtstemperatur bei der Verdunstung verschiedener Kohlenwasserstoffe (Normal - Paraffine) in Luft

Durch einfache Funktionen läßt sich eine Approximation über den gesamten untersuchten Temperaturbereich nur mit großen Abweichungen erreichen. Eine Unterteilung der Versuchsergebnisse in zwei Bereiche (siehe Bild 4) ermöglicht eine Näherung mit maximalen relativen Fehlern von 8 Prozent. Diese treten jedoch bei niedrigen Lufttemperaturen auf, die bei den vorgesehenen Untersuchungen nicht im Vordergrund stehen.

Bereich I:

$$\vartheta_S \leq \vartheta_L \leq 550^{\circ}\text{C}$$

$$\vartheta_{\text{GI}} = \vartheta_S \frac{\vartheta_L + 11,91}{\vartheta_L + 128,19} \quad (34)$$

Die Approximation ist durch Meßwerte nur bis zu der oberen Bereichsgrenze ($\vartheta_L = 550^{\circ}\text{C}$) abgesichert. Für höhere Lufttemperaturen nähert sich die Gleichgewichtstemperatur nach Gleichung (34) der Siedetemperatur an. Dieses Verhalten stimmt mit Ergebnissen aus /16/ und /D2/ überein.

Die Kurven im zweiten Bereich, der die übrigen Meßwerte enthält, schließen sich steigungsgleich an die des ersten an. Die untere Grenze des Bereichs II wird durch die Luftgrenztemperatur

$$\vartheta_{\text{L Grenz}} = 0,1725 \vartheta_S^{1,2123} \quad (35)$$

gekennzeichnet.

Bereich II:

$$\vartheta_{L \text{ Grenz}} = \vartheta_L = \vartheta_S$$

$$\vartheta_{GII} = \vartheta_{GI} - \left(\frac{1}{6} \vartheta_S - 10 \right) \left(e^{\frac{\vartheta_S - \vartheta_L}{\vartheta_S}} - 1 \right) \quad (36)$$

Der Bereich III wird nur der Vollständigkeit wegen angefügt, um für gegebenenfalls auftretende Grenzfälle mit niedrigen Lufttemperaturen Schätzwerte für die Gleichgewichtstemperatur zur Verfügung zu haben. Der Abschätzung liegt die Annahme zugrunde, daß Flüssigkeiten die Temperatur der Luft annehmen, wenn keine spürbare Verdunstung stattfindet. Dies ist auch dann gegeben, wenn sich die vorher flüssigen Stoffe in der festen Phase befinden. Die Grenztemperatur dieser Phase ist die Schmelztemperatur, die nach Werten aus /23/ für die betrachteten Stoffe durch folgende Gleichung beschrieben wird:

$$\vartheta_{Sch} = - 1,581 \cdot 10^{-3} \vartheta_S^2 + 1,22 \vartheta_S - 198,4 \quad (37)$$

Damit ergibt sich für den dritten Bereich als näherungsweise Abschätzung:

Bereich III:

$$\vartheta_{Sch} \leq \vartheta_L \leq \vartheta_{L \text{ Grenz}}$$

$$\begin{aligned}
 \vartheta_{\text{GIII}} &= \vartheta_{\text{L}} - b \left| \vartheta_{\text{L}} - \vartheta_{\text{Sch}} \right|^a \\
 a &= 0,439 \frac{\vartheta_{\text{L Grenz}} - \vartheta_{\text{Sch}}}{\vartheta_{\text{L Grenz}} - \vartheta_{\text{GII}}(\vartheta_{\text{L Grenz}})} \\
 b &= \frac{\vartheta_{\text{L Grenz}} - \vartheta_{\text{GII}}(\vartheta_{\text{L Grenz}})}{(\vartheta_{\text{L Grenz}} - \vartheta_{\text{Sch}})^a}
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \vartheta_{\text{GIII}} \\ a \\ b \end{aligned}} \right\} (38)$$

Die Gleichungen (34) und (36) ermöglichen die Berechnung der Gleichgewichtstemperatur von Normal - Paraffinen bei der Verdunstung in Luft.

Den folgenden Berechnungen liegt die Annahme zugrunde, daß Kohlenwasserstoffgemische aus diesen Stoffen, und um solche handelt es sich größtenteils bei den Gasturbinenbrennstoffen, sich ähnlich verhalten und durch ihre mittlere Siedetemperatur oder ihren Siedebereich charakterisiert werden, so daß eine Gleichgewichtstemperatur für den Verdunstungsvorgang abgeschätzt werden kann.

2.2.5 Ansatz für die instationäre Verdunstung

In übliche Gasturbinenbrennkammern tritt der flüssige Brennstoff mit einer Temperatur ein, die nur geringfügig über der Umgebungstemperatur liegt. Zur Verbesserung seiner Fließ- und Zerstäubungseigenschaften wird der Brennstoff gelegentlich vorgewärmt. In der Regel liegt die Eintrittstemperatur jedoch, auch im Fall der Vorwärmung, unterhalb der Gleichgewichtstemperatur, die sich bei der Verdunstung einstellt. Deshalb sollen hier auch nur Verdunstungsabläufe betrachtet werden, bei deren Beginn eine Tropfenaufwärmung stattfindet. Den Grenzfall stellt die Einspritzung mit Gleichgewichtstemperatur dar.

Mellor /25/ beschreibt zwar einen Ansatz, in dem die der Verdunstung vorangehende Brennstoffaufwärmung nur bei der Berechnung der Verdunstungszahl B , entsprechend Gleichung (23), berücksichtigt wird. Dabei findet keine Aufwärmung des Tropfens statt, die aber von anderen Autoren (/8/, /16/, /21/, /26/) festgestellt wurde. Dieser Ansatz scheint nur für den Fall sehr hoher Umgebungstemperaturen, wie sie zum Beispiel in Diffusionsflammen auftreten, gültig und deshalb für die vorgesehenen Berechnungen nicht brauchbar zu sein.

Versuche von Priem /21/ haben gezeigt, daß sich die Temperatur der Brennstofftropfen zu Beginn des Verdunstungsvorgangs der Gleichgewichtstemperatur annähert. Diesem instationären Aufwärmvorgang, der mit einer zunehmenden Verdunstung gekoppelt ist, schließt sich die stationäre Verdunstungsphase an, während der die Temperatur des Tropfens konstant bleibt. In der instationären Verdunstungsphase teilt sich der dem Tropfen zu-

geführte Wärmestrom $\dot{Q}_{zu}$ auf in einen Anteil $\dot{Q}_A$, der die Aufwärmung, und einen Anteil $\dot{Q}_V$, der die Verdunstung bewirkt. Im stationären Fall stehen der zugeführte Wärmestrom und der zur Verdunstung benötigte Wärmestrom im Gleichgewicht ($\dot{Q}_A = 0$). Das typische Verhalten eines Tropfens bei der Aufwärmung und Verdunstung zeigt Bild 5.

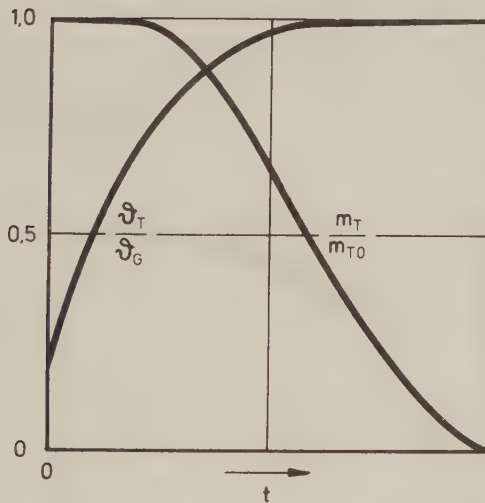


Bild 5: Qualitative Darstellung der Temperatur- und Massenänderung eines verdunstenden Tropfens

Die Auswertung einiger veröffentlichter Untersuchungsergebnisse (/21/, /26/) führt zu der folgenden empirischen Näherungsgleichung für die Aufteilung des Wärmestroms zum Tropfen:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\dot{Q}_A}{\dot{Q}_{zu}} &= \theta^{0,5084} e^{-3,068 \theta} \\ \theta &= \frac{s_G - s_T}{s_G - s_{T0}} \end{aligned} \right\} (39)$$

Entsprechend Gleichung (18) gilt

$$\frac{\dot{Q}_V}{\dot{Q}_{zu}} = 1 - \frac{\dot{Q}_A}{\dot{Q}_V}$$

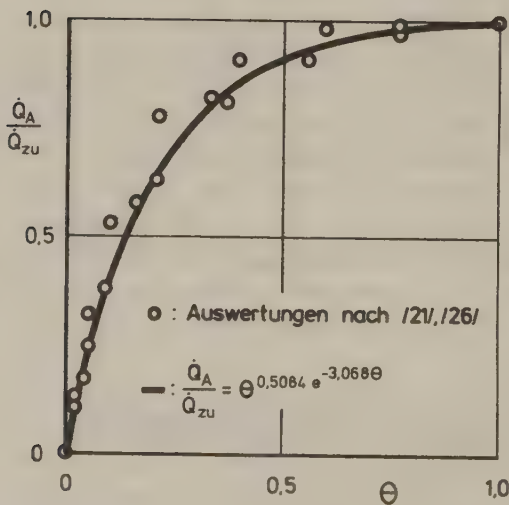


Bild 6: Anteil des gesamten Wärmestroms zum Tropfen, der zur Aufwärmung dient

Bild 6 zeigt einige Versuchsauswertungen und den Verlauf von $\dot{Q}_A/\dot{Q}_{zu}$ nach Gleichung (39).

Neben diesem empirisch ermittelten Ansatz für die Berechnung gleichzeitiger Aufwärmung und Verdunstung gibt es die Möglichkeit einer getrennten Berechnung, bei der der Tropfen zunächst bis zur Gleichgewichtstemperatur aufgewärmt wird. Dieser Aufwärmung schließt sich dann eine stationäre Verdunstung an.

In Abschnitt 4.1 werden Rechenergebnisse nach dem Ansatz ohne Brennstoffaufwärmung (Mellor) sowie nach den Ansätzen mit getrennter und gekoppelter Aufwärmung und Verdunstung beschrieben.

2.3 Übergang vom Einzeltropfen zum Sprühstrahl

Bei der Zerstäubung von flüssigem Brennstoff bildet sich ein Sprühstrahl aus Tropfen unterschiedlicher Durchmesser, denen durch eine Verteilungsfunktion bestimmte Massenanteile des Sprühstrahls zugeordnet werden. Diese Funktion ermöglicht die Berechnung des Sprühstrahlverhaltens aus Flugbahnen und Verdunstungsverläufen von Einzeltropfen.

Durch die Betrachtung des gesamten Brennstoffstroms können auch, im Gegensatz zur Einzeltropfenbetrachtung, die mit dem Wärmetausch zwischen Brennstoff- und Luftstrom verbundenen Wirkungen auf die Luftströmung berechnet werden.

Im folgenden werden die dazu notwendigen Gleichungen aufgeführt.

2.3.1 Analytische Darstellung von Durchmesser - Massen - Verteilungen

Bei der Zerstäubung von Flüssigkeiten entsteht im allgemeinen ein Spektrum von Tropfendurchmessern. Eine Verteilung ordnet diesen Durchmessern Massenanteile der zerstäubten Flüssigkeit zu.

Für die analytische Darstellung gemessener Verteilungskurven gibt es mehrere Ansätze, die sich zum Teil erheblich voneinander unterscheiden, wie ein Vergleich von Rinkes /45/ zeigt. Da die Form der Verteilung auch von den Versuchsbedingungen, wie zum Beispiel Düsenform, Zerstäubungsmedium und Umgebungsbedingungen, abhängt, lassen sich Meßergebnisse mit den einzelnen Ansätzen jeweils unterschiedlich genau beschreiben.

Für die vorgesehenen Untersuchungen, die keine festgelegte Düsenform voraussetzen, soll deshalb eine Verteilungsfunktion gewählt werden, die auf die Verhältnisse bei der Brennstoffeinspritzung in Gasturbinenbrennkammern zugeschnitten ist.

Simmons /28/ hat in einer Studie die Ergebnisse von über 2000 Versuchen, die an ungefähr 100 verschiedenen Brennstoffdüsen für Gasturbinenbrennkammern mit unterschiedlichen Untersuchungsmethoden durchgeführt wurden, ausgewertet und verglichen. Bei den untersuchten Düsen handelt es sich um unterschiedliche Konstruktionen, die jedoch alle nach dem Prinzip einer Flüssigkeits - Gas - Zerstäubung arbeiten.

Es zeigt sich, daß die gemessenen Verteilungen im wesentlichen qualitativ gleiche Verläufe haben. Es ist möglich, einen Tropfendurchmesser zu bestimmen, der das Spektrum in zwei massengleiche Hälften unterteilt. Das bedeutet, daß die eine Hälfte der zerstäubten Flüssigkeit in Form von Tropfen vorliegt, die kleiner als dieser massenmittlere Durchmesser D_m sind. Der Rest der Flüssigkeit bildet größere Tropfen, wobei ein maximaler Durchmesser D_{max} feststellbar ist.

Wenn man nun die gemessenen Tropfendurchmesser auf den massenmittleren Durchmesser bezieht, lassen sich die Versuchsergebnisse mit guter Näherung durch die folgenden Gleichungen für die Durchmesser - Massen - Verteilung beschreiben:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dm^*}{dD^*} \Big|_S &= (0,06394 - 1,5602 D^*) e^{0,06394 D^* - 0,7801 D^{*2}} \\ M \Big|_S &= e^{0,06394 D^* - 0,7801 D^{*2}} \end{aligned} \right\} (40)$$

mit

$$\left. \begin{aligned} m^* &= \frac{m_i}{m_{ges}} \\ D^* &= \frac{D_i}{D_m} \quad ; D_m: \text{massenmittlerer Durchmesser} \end{aligned} \right\} (41)$$

und:

$$M = \int_0^{D^*} \frac{dm^*}{dD^*} dD^*$$

In Gleichung (40) gibt M den Massenanteil des Sprühstrahls an, der aus Tropfen besteht, deren relativer Durchmesser größer ist als D^* . Die entsprechende Kurve wird auch als Summenkurve bezeichnet. Der Index S kennzeichnet die Gleichungen nach der Simmons-Studie. Mit der Bestimmung der Durchmesser - Massen - Verteilung nach Gleichung (40) liegen dann auch die Relationen zwischen dem massenmittleren Durchmesser D_m und dem sogenannten Sauter-Durchmesser D_{32} sowie dem maximalen Durchmesser D_{max} fest.

$$\left. \begin{aligned} \frac{D_{max}}{D_m} &= 3,0 \\ \frac{D_{32}}{D_m} &= 0,833 \end{aligned} \right\} (42)$$

Der Sauter-Durchmesser D_{32} ist der Durchmesser, der sich ergibt, wenn man das Volumen aller Tropfen durch ihre gesamte Oberfläche dividiert. Er ist damit ein Maß für die Zerstäubungsgüte.

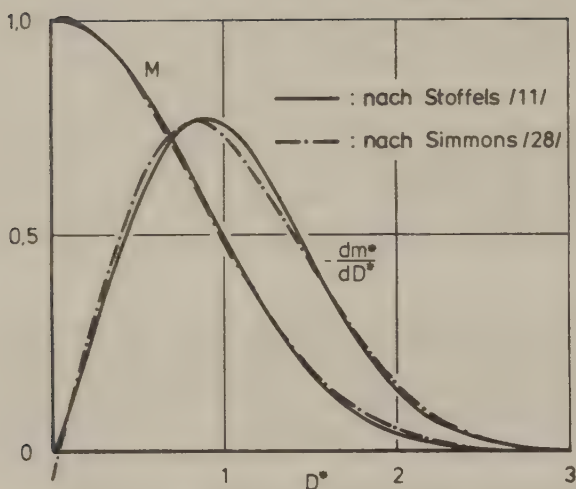


Bild 7: Vergleichende Darstellung von zwei
Durchmesser - Massen - Verteilungen

Die Durchmesser - Massen - Verteilung nach Gleichung (40) ist im Bereich $0 \leq D^* \leq 0,05$ fehlerhaft, da die Summenkurve hier Werte annimmt, die größer als 1 sind. Deshalb wird für die weiteren Betrachtungen eine Darstellung nach Stoffels /11/ gewählt, die eine gute qualitative Übereinstimmung mit der Gleichung (40) nach Simmons zeigt (Bild 7), ohne deren Mängel aufzuweisen.

Die Gleichungen für die Durchmesser - Massen - Verteilung lauten nach Stoffels /11/:

$$\frac{dm^*}{dD} = -1,5249 D^{*1,2} e^{-0,6931 D^{*2,2}} \quad (43)$$

$$M = e^{-0,6931 D^{*2,2}} \quad (44)$$

Mit Hilfe dieser Beziehungen ist für grundsätzliche Betrachtungen ein Tropfenspektrum bestimmbar, wenn einer der charakteristischen Durchmesser (D_{32} , D_m , D_{max}) bekannt ist oder überschlägig berechnet werden kann.

Es gibt jedoch Fälle, in denen die Form des Spektrums von der oben beschriebenen abweicht. Van Lier /18/ gibt für die primäre Zerstäubung, die in unmittelbarer Nähe der Einspritzdüse abläuft, folgenden Wertebereich des bezogenen maximalen Tropfendurchmessers an, der auch von Walzel /24/ bestätigt wird:

$$\frac{D_{max}}{D_m} = 1,5 \div 2,0 \quad (45)$$

Eigene Auswertungen von Meßdaten, die von der Firma Lechler /29/ zur Verfügung gestellt wurden, sind in Bild 8 dargestellt. Eine gute Annäherung an die Meßwerte ließ sich in diesem Fall mit einem Durchmesser- verhältnis $D_{max} / D_m = 2$ erzielen.

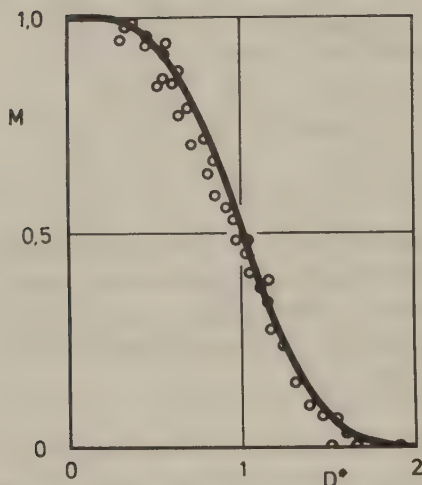


Bild 8: Meßwerte aus Sprühversuchen mit verschiedenen Hohlkegeldüsen

o : Meßwerte nach Lechler /29/

— : $M = 0,5^{D^{*3,317}}$

Für das Durchmesser Verhältnis $D_{\max}/D_m$ findet man in der Literatur also Werte, die zwischen 1,5 und 3,5 liegen. Buschulte /46/ hat in einer Untersuchung festgestellt, daß sich dieser Verteilungsparameter aus der Komponente der Relativgeschwindigkeit zwischen Brennstoff und Gas, die in Richtung der Gasgeschwindigkeit weist, überschlägig bestimmen läßt. Er gibt für Düsen, bei denen der Brennstoff zunächst als Vollstrahl mit dem umgebenden Gas in Berührung kommt, drei Geschwindigkeitsbereiche für die Abhängigkeit des Durchmesser Verhältnisses von der Relativgeschwindigkeit an.

Wenn die Relativgeschwindigkeit kleiner als 2,5 m/s ist, liegt das Durchmesser Verhältnis im Bereich von 3,5. Mit zunehmender Relativgeschwindigkeit nimmt $D_{\max}/D_m$ im Mittel ab. Allerdings ist in dem Geschwindigkeitsbereich bis 150 m/s die Streuung der untersuchten Meßwerte sehr groß ($D_{\max}/D_m = 1,5 \div 3,5$). Bei Relativgeschwindigkeiten über 150 m/s nimmt das Durchmesser Verhältnis wieder zu.

Wenn für eine Einspritzanordnung das Durchmesser Verhältnis eines bestimmten Betriebspunktes bekannt ist, lassen sich für geänderte Relativgeschwindigkeiten tendenzielle Änderungen dieses Verhältnisses abschätzen.

2.3.2 Diskretisierung der Durchmesser - Massen - Verteilung

Für die Betrachtung des Sprühstrahls als Summe von Einzeltröpfchen verschiedener Durchmesser wird eine diskretisierte Form der Durchmesser - Massen - Verteilung benötigt. Nach Chigier /8/ reichen 15 bis 20 Klassen mit entsprechenden Tropfendurchmessern aus, um ein Durchmesser-Spektrum genügend genau zu beschreiben. In Abschnitt 5.5 wird die Wirkung der Tropfenklassenanzahl auf den berechneten Verdunstungsverlauf gezeigt und die Zulässigkeit dieser Annahme überprüft.

Bei einer Aufteilung des Spektrums nach Gleichung (44) in n massengleiche Klassen wird der jeweils massenmittlere Tropfendurchmesser D_i^* der Klasse i nach folgender Gleichung ermittelt:

$$D_i^* = \left(\frac{\ln\left(\frac{1}{n} \left(i - \frac{1}{2}\right)\right)}{-0,6931} \right)^{\frac{1}{2,2}} \quad . \quad (46)$$

$$i = 1, 2, \dots, n$$

2.3.3 Zerstäubungsablauf und Problematik der Bestimmung eines maximalen Tropfendurchmessers

Für die theoretische Betrachtung eines Sprühstrahls hinsichtlich Bewegung und Verdunstung benötigt man seine Durchmesser - Massen - Verteilung. Im folgenden soll gezeigt werden, daß man auch dann, wenn für den speziellen Fall keine Meßergebnisse vorliegen, ein Durchmesser-Spektrum nach Abschnitt 2.3.1 näherungsweise aus dem Zerstäubungsablauf bestimmen kann.

Viele experimentelle Untersuchungen, die zum Beispiel von Brauer /9/, Graves /16/, Buschulte /46/ und Walzel /24/ beschrieben werden, haben gezeigt, daß, in Übereinstimmung mit theoretischen Ansätzen, neben den toffwerten die Relativgeschwindigkeit zwischen Brennstoff und Luft einen entscheidenden Einfluß auf die Tropfenbildung ausübt.

Bei der Zerstäubung werden Brennstoff und Luft in Verbindung gebracht, wobei beide Fluide unterschiedliche Geschwindigkeiten haben. Der Brennstofffilm oder -strahl wird aufgrund innerer Turbulenz und/oder außen angreifender Luftkräfte wellig und reißt unter Bildung fadenförmiger Elemente auseinander. Diese zerteilen sich dann durch Luft- und Kapillarkräfte in Tropfen, deren Durchmesser einer Häufigkeitsverteilung entsprechen.

Nach Brauer /9/ ergeben sich unter vergleichbaren Einspritzbedingungen Tropfen mit dem gleichen maximalen Durchmesser $D_{\max}$. Dieser läßt sich aus einer einfachen Modellvorstellung über die Stabilität von kugelförmigen Flüssigkeitstropfen bestimmen.

Bei dieser Stabilitätsbetrachtung wird für den Tropfen mit maximalem Durchmesser Gleichheit zwischen der an-

greifenden Luftwiderstandskraft, die den Tropfen deformiert und der Kapillarkraft, die für die Kugelform des Tropfens sorgt, angenommen:

$$\pi \sigma D_{\max} = \frac{1}{8} \pi \rho_L c_W w^2 D_{\max}^2 \quad . \quad (47)$$

Aus dieser Gleichung läßt sich der maximale Durchmesser bestimmen:

$$D_{\max} = \frac{8}{c_W} \frac{\sigma}{\rho_L w^2} \quad . \quad (48)$$

Nach der Modellvorstellung zerfallen alle Tropfen, die einen größeren Durchmesser haben.

Aus dem Verhältnis der Luftwiderstandskraft und der Kapillarkraft läßt sich eine Kennzahl, die Weber-Zahl, herleiten:

$$We = \frac{\rho_L w^2 D_T}{\sigma} \quad .$$

Der maximale Tropfendurchmesser liegt bei der kritischen Weber-Zahl, die damit für den Durchmesserbereich eine Obergrenze angibt.

$$We_{\text{krit}} = \frac{\rho_L w^2 D_{\max}}{\sigma} \quad (49)$$

und mit $D_{\max}$ nach Gleichung (48):

$$We_{\text{krit}} = \frac{8}{c_W} \quad (50)$$

Mit Gleichung (33) ist die kritische Weber-Zahl zugleich auch eine Funktion der Reynolds-Zahl des Tropfens.

Nach Graßmann /10/ und Graves /16/ ergibt sich aus Versuchen, die den hier betrachteten Einspritzbedingungen entsprechen, ein ziemlich großer Wertebereich für die kritische Weber-Zahl:

$$We_{\text{krit}} = 10 \div 22 \quad (51)$$

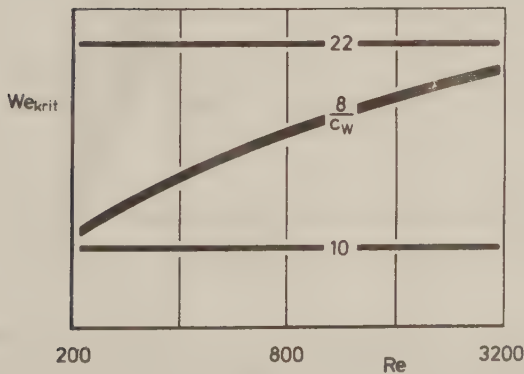


Bild 9: Vergleich von kritischen Weber-Zahlen

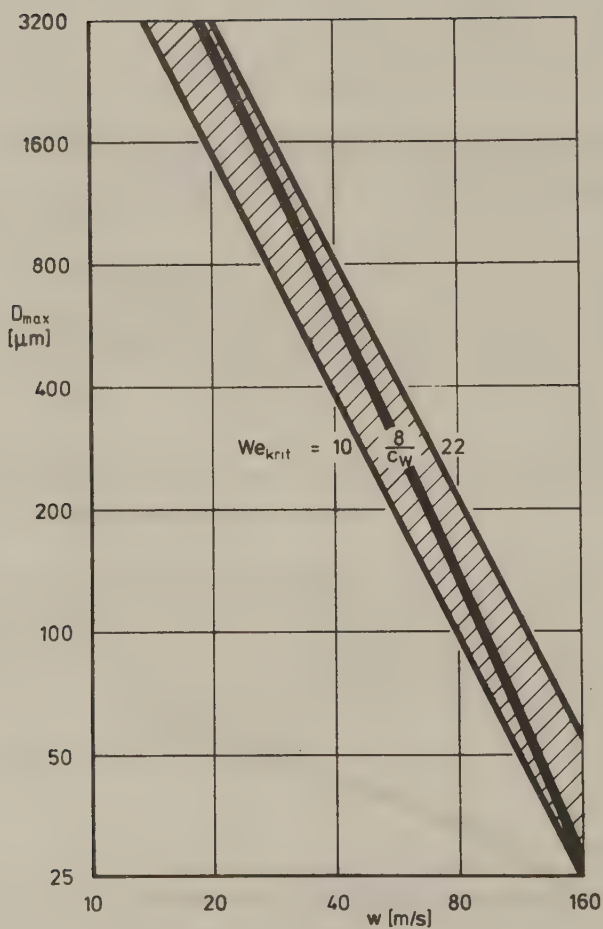


Bild 10: Berechneter Bereich maximaler Tropfendurchmesser bei einer Wasserzerstäubung in Luft ($p_{\infty} = 1 \text{ bar}$; $\vartheta_{\infty} = 20^{\circ}\text{C}$)

Chigier /8/ gibt einen noch größeren Wertebereich ($12 \div 60$) an, ohne jedoch die experimentellen Randbedingungen zu beschreiben. Bild 9 zeigt einen Vergleich der kritischen Weber-Zahlen nach den Gleichungen (50) und (51) und Bild 10 eine Auswertung für eine Wasserzerstäubung bei normalen Umgebungsbedingungen. Man erkennt eine gute Übereinstimmung der verschiedenen Ansätze für diesen Fall.

Nach Brauer /9/ und Graves /16/ zeichnen sich ähnliche Zerstäubungsanordnungen durch eine bestimmte kritische Weber-Zahl aus. Zur Überprüfung der Ähnlichkeit müssen nun weitere Einflußgrößen, die sich auf die Einspritzdüse beziehen, betrachtet werden. Aus der Weber-Zahl, die mit düsentypischen Werten gebildet ist, und einer entsprechenden Reynolds-Zahl läßt sich schließlich die Ohnesorge-Zahl Oh bilden.

$$We = \frac{\rho_T c_D^2 D_D}{\sigma}$$

$$Re = \frac{D_D c_D}{\nu_T}$$

$$Oh = \frac{We^{1/2}}{Re}$$

$$Oh = \frac{\nu_T}{(\sigma D_D / \rho_T)^{1/2}}$$

Buschulte /46/ gibt zur Bestimmung des maximalen Tropfendurchmessers Beziehungen an, bei denen er zwischen einer aerodynamischen und einer mechanischen Zerstäubung unterscheidet. Bei der aerodynamischen Zerstäubung

wird die erforderliche Leistung von der Komponente der relativen Gasströmung aufgebracht, die senkrecht zur Strahlrichtung wirkt, während bei der mechanischen Strahlzerlegung die Flüssigkeit selbst aufgrund ihrer kinetischen Energie für die Zerstäubung sorgt.

Die aerodynamische Zerstäubung wird durch eine entsprechende Weber-Zahl gekennzeichnet.

$$We_{ae} = \frac{\sigma}{\rho_L D_D (c_L - c_{Str} \cos \alpha)^2 \sin^2 \alpha}$$

In dieser Gleichung ist α der Winkel zwischen den Richtungen von Luftströmung und Flüssigkeitsstrahl. Mit dieser aerodynamischen Weber-Zahl läßt sich überschlägig der maximale Tropfendurchmesser angeben.

$$D_{max} = 2,2 D_D We_{ae}^{1/2} \quad (52)$$

Entsprechend wird eine mechanische Weber-Zahl gebildet,

$$We_{me} = \frac{\sigma}{\rho_T D_D (c_L - c_{Str} \cos \alpha)^2} ,$$

und damit erhält man eine weitere Abschätzung für den maximalen Tropfendurchmesser:

$$D_{\max} = 149 D_D^{4/3} We_{me}^{1/3} \quad (53)$$

Allgemeine Auslegungshinweise für Düsen, bei denen der eigentlichen Zerstäubung eine ausgeprägte Lamellenbildung vorangeht, finden sich bei Walzel /24/.

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung eines maximalen Tropfendurchmessers gibt eine Gleichung nach Troesch (in /10/).

$$\frac{\sigma}{\rho_T w^2 D_{\max}} \left(1 + 10^6 \frac{\rho_T v_T^2}{\sigma D_{\max}} \right)^{\frac{1}{12}} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\rho_L}{\rho_T} \right) = 4,8 \cdot 10^{-5}$$

Für das in Bild 10 gezeigte Beispiel einer Wasserzerstäubung ergeben sich Tropfendurchmesser, deren kritische Weber-Zahlen von der Relativgeschwindigkeit abhängen.

$$We_{\text{krit, Troesch}} \approx 17 (w \text{ [m/s]})^{2/13}$$

Alle vorgestellten Ansätze sind jedoch mit relativ großen Unsicherheiten behaftet. Neben dem Streubereich der kritischen Weber-Zahl von 10 bis 22 ist auch zu beachten, daß sich die Meßwerte, nach denen die Gleichungen (52) und (53) approximiert wurden, zum Teil um den Faktor 10 unterscheiden.

Mit Hilfe der Kennzahlen (We_{krit} , We_{ae} , We_{me} und Oh) lassen sich bei vorliegenden Meßergebnissen für eine bestimmte Zerstäubungsanordnung Umrechnungen durchführen, die mit geringeren Streuungen und damit auch weniger Unsicherheiten verbunden sind.

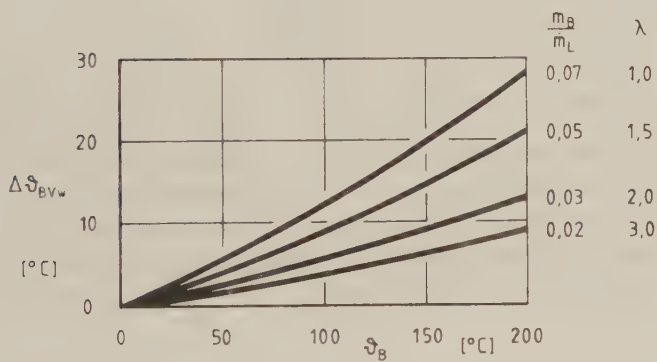
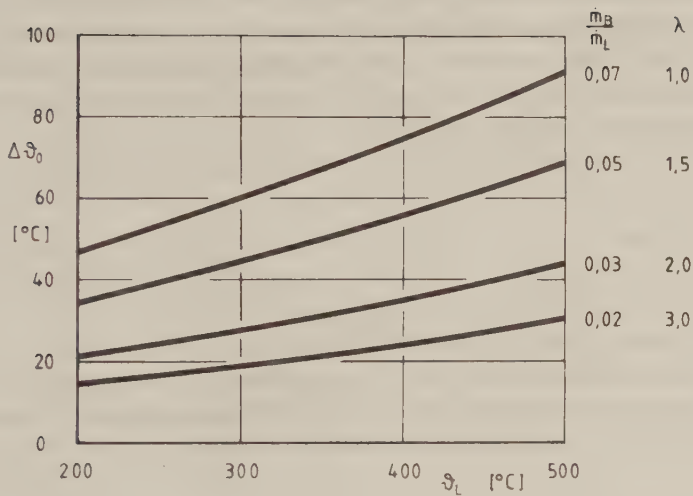
2.3.4 Erweiterung des Verdunstungsmodells

2.3.4.1 Überblick

Das Verdunstungs- und Flugbahnmodell für den Einzeltropfen kann mit Hilfe der Durchmesser - Massen - Verteilung zu einem Modell erweitert werden, das die Verdunstung und Bewegung von Sprühstrahlen beschreibt.

Die Bewegung des Sprühstrahls setzt sich dabei aus den Einzeltropfenflugbahnen zusammen und ist einfach zu bestimmen. Während bei der Einzeltropfenverdunstung alle Wirkungen, die der Tropfen auf die Luft ausübt, wegen des sehr großen Verhältnisses von Luft- zu Tropfenmasse vernachlässigbar sind, ist es bei der Betrachtung des gesamten Sprühstrahls notwendig, die Wechselwirkungen des Wärmeaustausches zwischen Luft und Brennstoff zu berücksichtigen. Dieser Wärmeaustausch bewirkt im Normalfall ohne extreme Brennstoffvorwärmung eine Temperaturabnahme der Luft und damit verbunden eine Verminderung der Strömungsgeschwindigkeit im Vergleich zu den Verhältnissen ohne Brennstoffeinspritzung. Der Volumenstrom des entstehenden Brennstoffdampfes ist so gering, daß er der Geschwindigkeitsabnahme nur wenig entgegenwirkt.

Bevor die Gleichungen zur Ermittlung von Temperatur- und Geschwindigkeitsänderungen hergeleitet werden, soll zunächst eine Maximalwertabschätzung der Wirkungen auf den Verdunstungsablauf erfolgen. Die Abschätzung wird anhand einer überschlägigen Berechnung einer VV-Zone mit vollständiger Verdunstung vorgenommen. Bei dieser Rechnung erwärmt sich zunächst der Brennstoffmassenstrom, bis er die Gleichgewichtstemperatur erreicht, bei der der Brennstoff dann verdunstet. In einem dritten Schritt erhöht sich die Temperatur des entstehenden Brennstoffdampfes so weit, daß am Austritt der VV-Zone Luft und Brennstoffdampf die gleiche Temperatur (ϑ_{Gem}) haben.



$$\Delta \vartheta_L = \Delta \vartheta_0 - \Delta \vartheta_{BVw}$$

Bild 11: Temperaturabsenkung in VV-Zonen nach vollständiger Verdunstung

In Bild 11 sind die Ergebnisse dieser Rechnung in Diagrammform dargestellt. Das obere Diagramm zeigt über der Lufteintrittstemperatur ϑ_L die Temperaturabnahme der Luft $\Delta\vartheta_O$, die sich bei einer Einspritztemperatur des Brennstoffs von 0°C bei verschiedenen Brennstoff - Luft - Massenverhältnissen ergibt.

$$\vartheta_{\text{Gem}} = \vartheta_L - \Delta\vartheta_O$$

Das untere Diagramm gibt die Verringerung der Lufttemperaturabnahme an, wenn der Brennstoff statt mit 0°C mit der Temperatur ϑ_B in die VV-Zone eintritt. Damit gilt für die sich einstellende Gemischtemperatur:

$$\vartheta_{\text{Gem}} = \vartheta_L - \underbrace{(\Delta\vartheta_O - \Delta\vartheta_{\text{BVW}})}_{\Delta\vartheta_L}$$

Wegen der Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte läßt sich diese Rechnung nur iterativ durchführen. Für Abschätzungen kann daher die folgende Gleichung, die die Kurven mit einer maximalen relativen Abweichung von $\pm 15\%$ beschreibt, ausreichen:

$$\begin{aligned} \Delta\vartheta_L &= \vartheta_L - \vartheta_{\text{Gem}} \\ \Delta\vartheta_L &= \frac{\dot{m}_B}{\dot{m}_L} (2,42 \vartheta_L - 2,02 \vartheta_B + 185,0) \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \Delta\vartheta_L &= \vartheta_L - \vartheta_{\text{Gem}} \\ \Delta\vartheta_L &= \frac{\dot{m}_B}{\dot{m}_L} (2,42 \vartheta_L - 2,02 \vartheta_B + 185,0) \right\} (54)$$

Die Geschwindigkeitsabnahme aufgrund der Temperaturänderung läßt sich unter Berücksichtigung des Brennstoffdampfes für den Austrittsquerschnitt aus einem Vergleich zwischen ungestörter Luftströmung und der tatsächlichen Gemischströmung bestimmen.

Aus der Kontinuitäts- und der Gasgleichung

$$c = \frac{\dot{m}}{A} \frac{R}{p} T$$

sowie

$$\dot{m}_{\text{Gem}} = \dot{m}_L \left(1 + \frac{\dot{m}_{\text{BD}}}{\dot{m}_L} \right)$$

ergibt sich als Verhältnis von tatsächlicher zu ungestörter Strömungsgeschwindigkeit mit der Annahme konstanten Drucks:

$$\frac{c_{\text{Gem}}}{c_L} = \left(1 + \frac{\dot{m}_{\text{BD}}}{\dot{m}_L} \right) \frac{R_{\text{Gem}}}{R_L} \frac{T_{\text{Gem}}}{T_L} \quad . \quad (55)$$

Die Gaskonstante des Gemisches wird bestimmt durch:

$$R_{\text{Gem}} = \frac{1}{1 + \frac{\dot{m}_{\text{BD}}}{\dot{m}_L}} \left(R_L + \frac{\dot{m}_{\text{BD}}}{\dot{m}_L} R_{\text{BD}} \right) \quad . \quad (56)$$

Mit

$$T_{\text{Gem}} = T_L - \Delta \vartheta_L$$

erhält man schließlich:

$$\frac{c_{\text{Gem}}}{c_L} = \left(1 + \frac{\dot{m}_{\text{BD}}}{\dot{m}_L} \frac{R_{\text{BD}}}{R_L}\right) \left(1 - \frac{\Delta \vartheta_L}{T_L}\right) \quad (57)$$

Die Gleichungen (54) und (57) ermöglichen eine Abschätzung der Temperatur- und Geschwindigkeitsänderungen der Luft zwischen dem Ein- und Austritt einer Vormischstrecke bei vollständiger Verdunstung des Brennstoffs und geben somit maximale Änderungen vom ungestörten Ausgangszustand an.

Durch diese beiden Änderungen wird der Wärmeübergang an die Tropfen beeinflusst. Mit Hilfe der Gleichungen (15) und (17) für $\dot{Q}_{\text{zu}}$ kann gezeigt werden, wie groß die Änderungen des Wärmestroms zu einem Tropfen und damit auch des Verdunstungsablaufs höchstens sind, wenn man von den oben beschriebenen Maximalwerten ausgeht.

Die Gleichungen (15) und (18) ergeben zusammen mit $\vartheta_L = \vartheta_\infty$

$$\dot{Q}_{\text{zu}} = 2 (1 + 0,245 \text{ Re}^{1/2}) \lambda_L \pi D_T (\vartheta_L - \vartheta_T) \quad (58)$$

Unter Vernachlässigung der Temperaturabhängigkeit der

Stoffwerte erhält man für differentiell kleine Änderungen der Lufttemperatur ϑ_L und der Luftgeschwindigkeit c_L (beziehungsweise der Relativgeschwindigkeit w):

$$\frac{\delta \dot{Q}_{zu}}{\delta \vartheta_L} = 2 \lambda_L \pi D_T (1 + 0,245 \text{ Re}^{1/2}) \quad (59)$$

$$\frac{\delta \dot{Q}_{zu}}{\delta w} = \lambda_L \pi D_T (\vartheta_L - \vartheta_T) 0,245 \frac{\text{Re}^{1/2}}{|w|} \quad (60)$$

Für kleine Änderungen der Lufttemperatur und Relativgeschwindigkeit ergeben sich folgende Abweichungen des ärmestroms zum Tropfen:

$$\Delta \dot{Q}_{zu} (\Delta \vartheta_L) = \frac{\delta \dot{Q}_{zu}}{\delta \vartheta_L} \Delta \vartheta_L \quad (61)$$

$$\Delta \dot{Q}_{zu} (\Delta w) = \frac{\delta \dot{Q}_{zu}}{\delta w} \Delta w \quad (62)$$

Bezogen auf den Wärmestrom im ungestörten Ausgangszustand $\dot{Q}_{zu,0}$ erhält man:

$$\frac{\Delta \dot{Q}_{zu} (\Delta \vartheta_L)}{\dot{Q}_{zu,0}} = \frac{\frac{\vartheta_L}{\vartheta_{L,0}} - 1}{1 - \frac{\vartheta_T}{\vartheta_{L,0}}} \quad (63)$$

mit

$$\Delta \vartheta_L = \vartheta_L - \vartheta_{L,0}$$

und

$$\frac{\Delta Q_{zu}(\Delta w)}{Q_{zu,0}} = \frac{1 - \frac{w_0}{w}}{\frac{8,163}{Re^{1/2}} + 0,245 \sqrt{\frac{w_0}{w}}} \quad (64)$$

mit

$$\Delta w = w - w_0$$

Abschätzungen für eine VV-Zone mit Eintrittstemperaturen der Luft von 400°C und des Brennstoffs von 50°C ergeben bei einem Brennstoff - Luft - Verhältnis von 0,05 relative Änderungen des Wärmestroms, die mit Berücksichtigung der Temperaturänderung ungefähr 20 Prozent und mit Berücksichtigung der Geschwindigkeitsänderung ungefähr 5 Prozent betragen. Diese Abschätzung für die mittlere Aufwärmphase des Brennstoffs zeigt, daß der unmittelbare Einfluß der Temperaturabsenkung deutlich größer ist als die Wirkung der verringerten Relativgeschwindigkeit. Tatsächlich zeigen ausführliche Rechnungen /D5/, daß die Auswirkungen der Relativgeschwindigkeitsänderungen wegen ihrer geringen Größe durchaus vernachlässigt werden können. Obwohl im Laufe der Verdunstung aufgrund der sin-

kenden Lufttemperatur auch die Gleichgewichtstemperatur des Brennstoffs abnimmt, wird die für den Wärmeaustausch maßgebliche Temperaturdifferenz kleiner.

Die Betrachtung des Sprühstrahls und damit des gesamten Durchmesserspektrums der Tropfen ermöglicht auch eine Berechnung des Verdunstungsgrades im Verlauf der VV-Zone sowie die Verteilung des dampfförmigen Brennstoffs in ihrem Austrittsquerschnitt. Beide Kriterien dienen zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit einer VV-Zone.

Wenn man annimmt, daß während der relativ kurzen Verweilzeit des Brennstoff - Luft - Gemisches in der VV-Zone keine nennenswerte Durchmischung von Brennstoffdampf und Luft infolge molarer Diffusion stattfindet, kann die Homogenisierung nur durch turbulente Diffusion oder durch eine günstige Verteilung des flüssigen Brennstoffs erreicht werden. Versuche von Tacina /44/ haben diesen Sachverhalt bestätigt. Strömungen in der VV-Zone mit grobballiger Turbulenz bedingen einen großen Aufwand für den sich anschließenden Gleichrichter und/oder Flammenhalter, da Vormischflammen, besonders bei großen Luftzahlen, hohe Anforderungen an die Gleichförmigkeit des zuströmenden Gemisches stellen. Eine Beruhigung der turbulenten Strömung ist wieder mit Druckverlusten verbunden, deren negative Auswirkungen auf den Gasturbinenprozeß bereits beschrieben wurden. Aus diesem Grund bleibt als günstigste Möglichkeit, ein homogenes Brennstoff - Luft - Gemisch zu erhalten, den flüssigen Brennstoff am Eintritt der VV-Zone schon so zuzuführen, daß der entstehende Brennstoffdampf sich gleichmäßig über den Strömungsquerschnitt verteilt.

2.3.4.2 Berechnung der Wirkungen des Wärmeaustausches

Wie die vorhergehenden Abschätzungen zeigen, ist es offenbar notwendig, die Wechselwirkungen des Wärmeaustausches zwischen Sprühstrahl und Luft zu berücksichtigen. Dies gilt besonders für die Änderungen aufgrund der Abnahme der Umgebungstemperatur ϑ_L oder ϑ_∞ .

Im folgenden werden Gleichungen hergeleitet, mit denen man aus Einzeltropfenergebnissen den Gesamtwärmeübergang und die daraus resultierenden Temperatur- und Luftgeschwindigkeitsänderungen in der VV-Zone berechnen kann. Zu diesem Zweck wird die VV-Zone in Querschnittselemente der Breite dx eingeteilt. Für ein solches Element gilt, unter der Annahme, daß der Wärmetausch ausschließlich zwischen Brennstoff und Luft stattfindet, folgende Energiebilanz.

$$\dot{m}_L dh_L + \dot{m}_B dh_B = 0 \quad , \quad (65)$$

und, bezogen auf dx

$$\dot{m}_L \frac{dh_L}{dx} + \dot{m}_B \frac{dh_B}{dx} = 0 \quad . \quad (66)$$

Die spezifische Enthalpie h_B ist dabei auf die gesamte Brennstoffmasse bezogen und stellt einen Mittelwert über alle Tropfen dar. Die Temperaturänderung der Luft ergibt sich unter Annahme gleicher Temperatur über den Querschnitt mit:

$$\frac{d\vartheta_L}{dx} = - \frac{1}{c_{pL}} \frac{\dot{m}_B}{\dot{m}_L} \frac{dh_B}{dx} \quad (67)$$

Für die Berechnung der Enthalpieänderung der flüssigen Phase in x-Richtung dient die Einzeltropfenbetrachtung als Grundlage.

Die Masse eines Tropfens der Klasse i erfährt eine zeitliche Enthalpieänderung, die sich aus dem Wärmestrom $\dot{Q}_{zu,i}$ und der Aufwärmung des verdunsteten Anteils auf Umgebungstemperatur zusammensetzt.

$$m_{T,i} \frac{dh_i}{dt} = \dot{Q}_{zu,i} - \frac{dm_{T,i}}{dt} c_{pD} (\vartheta_L - \vartheta_G) \quad (68)$$

Bezogen auf die Tropfenmasse und die Wegdifferenz $dx = c_{Tx,i} dt$ erhält man:

$$\frac{dh_i}{dx} = \frac{1}{m_{T,i} c_{Tx,i}} \left(\dot{Q}_{zu,i} - \frac{dm_{T,i}}{dt} c_{pD} (\vartheta_L - \vartheta_G) \right) \quad (69)$$

Die Gesamtänderung der spezifischen Enthalpie des Brennstoffs bezogen auf das Wegintervall dx ist die Summe der Änderungen in den einzelnen Tropfenklassen mit den jeweiligen Massen m_i .

$$\frac{dh_B}{dx} = \frac{1}{\sum m_i} \sum_{i=1}^n m_i \frac{dh_i}{dx} \quad (70)$$

$$\sum m_i = \sum_{i=1}^n m_i$$

Damit ergibt sich für die Änderung der Lufttemperatur bezogen auf dx :

$$\begin{aligned} \frac{d\vartheta_L}{dx} = & - \frac{1}{c_{pL}} \frac{\dot{m}_B}{\dot{m}_L} \frac{1}{\sum m_i} \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{m_{T,i} c_{Tx,i}} \left(Q_{zu,i} + \right. \\ & \left. - \frac{dm_{T,i}}{dt} c_{pD} (\vartheta_L - \vartheta_G) \right) \quad (71) \end{aligned}$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung liefert den Verlauf der Umgebungstemperatur in x -Richtung.

Gegenüber der globalen Betrachtung der VV-Zone, wie sie bezüglich der Gleichungen (54) und (57) vorgenommen wurde, ist es jetzt möglich, die Änderung der Luftgeschwindigkeit in x -Richtung zu bestimmen.

Mit der Annahme, daß der flüssige Brennstoff wegen seiner hohen Dichte keinen maßgeblichen Anteil am Volumenstrom des Brennstoff - Luft - Gemisches hat, gilt für jeden Querschnitt der VV-Zone:

$$\dot{V} = \dot{m}_L \frac{R_L T}{p} + \dot{m}_D \frac{R_D T}{p} \quad . \quad (72)$$

Der Brennstoffdampf und die Luft bilden dabei ein homogenes Gemisch der Temperatur T. Bei konstantem Druck p setzen sich kleine Änderungen des Volumenstroms wie folgt zusammen:

$$d\dot{V} = \frac{1}{p} \left(R_L T d\dot{m}_L + R_D T d\dot{m}_D + \right. \\ \left. + (R_L \dot{m}_L + R_D \dot{m}_D) dT \right) \quad . \quad (73)$$

Da der Massenstrom der Luft konstant bleibt und für die betrachteten Fälle gilt:

$$\frac{R_D \dot{m}_D}{R_L \dot{m}_L} \ll 1$$

kann man mit der zusätzlichen Annahme geringer Verdunstungsraten und damit nur kleiner Werte für $R_D d\dot{m}_D$ schreiben:

$$d\dot{V} = \frac{R_L \dot{m}_L}{p} dT \quad . \quad (74)$$

Mit

$$d\dot{V} = A dc + c dA$$

erhält man für den Sonderfall eines konstanten Strömungsquerschnitts ($dA = 0$)

$$dc_L = \frac{c_L}{T} dT$$

oder, als Funktion der Umgebungstemperatur ϑ_L und bezogen auf das Intervall dx :

$$\frac{dc_L}{dx} = \frac{c_L}{\vartheta_L + 273,15} \frac{d\vartheta_L}{dx} \quad . \quad (75)$$

Die Lösungen der Gleichungen (71) und (75) stellen die aus der Berechnung des Wärmetausches zwischen Luft und Sprühstrahl resultierenden Randbedingungen bezüglich des Umgebungszustandes für die Einzeltropfenberechnung dar.

2.3.4.3 Berechnung der Sprühstrahlverdunstung

Mit Hilfe der Tropfendurchmesser - Massen - Verteilung kann das Verdunstungsverhalten des Sprühstrahls nun aus Einzeltropfenberechnungen für verschiedene, charakteristische Tropfendurchmesser bestimmt werden. Dabei ist es nicht nur wichtig, daß auf einer vorgegebenen Strecke (Länge der VV-Zone) möglichst viel Brennstoff verdunstet, sondern auch notwendig, daß der Brennstoffdampf mit der Luft ein homogenes Gemisch bildet.

Bei der Verdunstung ändert sich der Massenstrom des flüssigen Brennstoffs. Die relative Änderung des Brennstoffmassenstroms ist gleich der Summe der Massenänderungen aller Tropfenklassen bezogen auf die Gesamtmasse.

$$\frac{d\dot{m}_B}{\dot{m}_B} = \frac{\sum_{n=1}^i dm_i}{\Sigma m_i}$$

Für die Massenänderung einer Klasse i gilt:

$$dm_i = \frac{m_i}{m_{T,i}} dm_{T,i}$$

Wenn man die betrachteten Änderungen auf die Strecke dx bezieht, erhält man mit

$$dx = c_{Tx,i} dt$$

$$\frac{d\dot{m}_B}{dx} = \frac{\dot{m}_B}{\sum_{i=1}^n} \frac{m_i}{m_{T,i} c_{Tx,i}} \frac{dm_{T,i}}{dt} \quad (76)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ergibt den noch vorhandenen flüssigen Brennstoffmassenstrom in Abhängigkeit von x . Es ist damit möglich, den Verdunstungsgrad in einer VV-Zone in Abhängigkeit von ihrer Länge zu bestimmen.

Zur Beurteilung der Homogenität des Brennstoff - Luft - Gemisches am Ende der VV-Zone werden die örtlichen Massenstromdichten von Brennstoffdampf und Luft im Austrittsquerschnitt ins Verhältnis gesetzt. Dabei erhält man das örtliche Brennstoff - Luft - Verhältnis.

$$\frac{\frac{d\dot{m}_B}{dA}}{\frac{d\dot{m}_L}{dA}} = \frac{d\dot{m}_B}{d\dot{m}_L}$$

Je genauer dieses örtliche Brennstoff - Luft - Verhältnis dem Gesamtverhältnis $\dot{m}_B/\dot{m}_L$ entspricht, um so homogener ist das Gemisch am Austritt der VV-Zone.

Um dies rechnerisch zu erfassen, muß man die Verteilung des Brennstoffdampfes in y -Richtung entsprechend dem oben gewählten Koordinatensystem bestimmen. Bei Annahme von Rotationssymmetrie erhält man als Änderung des Brennstoffmassenstroms in y -Richtung, entsprechend der Herleitung zu Gleichung (67):

$$\frac{d\dot{m}_B}{dy} = \frac{\dot{m}_B}{\sum \dot{m}_i} \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{m_{T,i} c_{Ty,i}} \frac{dm_{T,i}}{dt} \quad (77)$$

Bei einer Rohrströmung mit parallelen Stromlinien findet mit den bisherigen Annahmen keine Bewegung des Brennstoffdampfes in y-Richtung statt, so daß am Ende der VV-Zone eine Brennstoffdampfverteilung nach Gleichung (77) vorhanden ist. Daraus läßt sich die örtliche Massenstromdichte bestimmen:

$$\frac{d\dot{m}_B}{dA} = \frac{1}{2 \pi y} \frac{d\dot{m}_B}{dy} \quad (78)$$

Da das Strömungsfeld der Luft als bekannt vorausgesetzt und nur das Geschwindigkeitsniveau durch die Lufttemperaturänderung beeinflusst wird, kann die örtliche Massenstromdichte der Luft am Austritt der VV-Zone berechnet werden. Damit ist ein örtliches Brennstoff - Luft - Verhältnis bestimmbar, da bei den vorgesehenen Mischungsverhältnissen der Volumenstrom des Brennstoffdampfes und damit seine Verdrängungswirkung auf die Luft vernachlässigt werden können.

Wenn das örtliche Brennstoff - Luft - Verhältnis stark von dem angestrebten Gesamtverhältnis nach oben abweicht, ist die Annahme vernachlässigbarer Brennstoffvolumenströme nicht mehr haltbar. Entsprechend der Aufgabenstellung können Anordnungen der VV-Zone, die zu diesem Ergebnis führen, verworfen werden, da auch Diffusion und turbulente Durchmischung keine wesentlich bessere Homogenisierung des Gemisches bewirken.

2.4 Beschreibung der numerischen Lösung

Die numerische Integration der Differentialgleichungen, die das Verdunstungsverhalten des Sprühstrahls sowie die Temperatur- und Geschwindigkeitsänderungen der Luft beschreiben, setzt sich aus zwei verschiedenen Lösungsschritten zusammen. Das Beispiel einer rotationssymmetrischen Rohrströmung, das in Bild 12 skizziert ist, soll die Vorgehensweise bei der Integration in x -Richtung (1. Lösungsschritt) erläutern.

Die Skizze zeigt neben dem Geschwindigkeitsprofil der Luft, das von vornherein einen Impulsverlust der Luft in der Nähe der Einspritzstelle berücksichtigt, drei Beispiele für das Verhalten von Tropfen bezüglich Aufwärmung und Verdunstung sowie ihre Flugbahnen und schließlich die Verläufe von Lufttemperatur und verdunstetem Brennstoffanteil entlang der Rohrachse, die mit der x -Achse des Koordinatensystems übereinstimmt.

Die Erläuterungen beziehen sich auf das Integrationsintervall Δx , so daß sich alle beschriebenen Vorgänge in dem gedachten Volumenelement abspielen, das aus dem Rohrquerschnitt und der Strecke Δx gebildet wird.

Im Eintrittsquerschnitt des Volumenelementes sind alle zur Berechnung notwendigen Anfangswerte durch Vorgabe oder aus einem vorhergehenden Rechenschritt bekannt. Zu diesen Größen gehören neben dem Geschwindigkeitsprofil der Luft, dessen Form sich in diesem Beispiel im Verlauf der VV-Zone nicht ändern soll, auch die Lufttemperatur sowie die Eigenschaften aller noch vorhandenen, nicht vollständig verdunsteten Tropfenklassen. Die Tropfen jeder einzelnen Klasse weisen klassentypische Durchmesser, Temperaturen und Geschwindigkeiten auf.

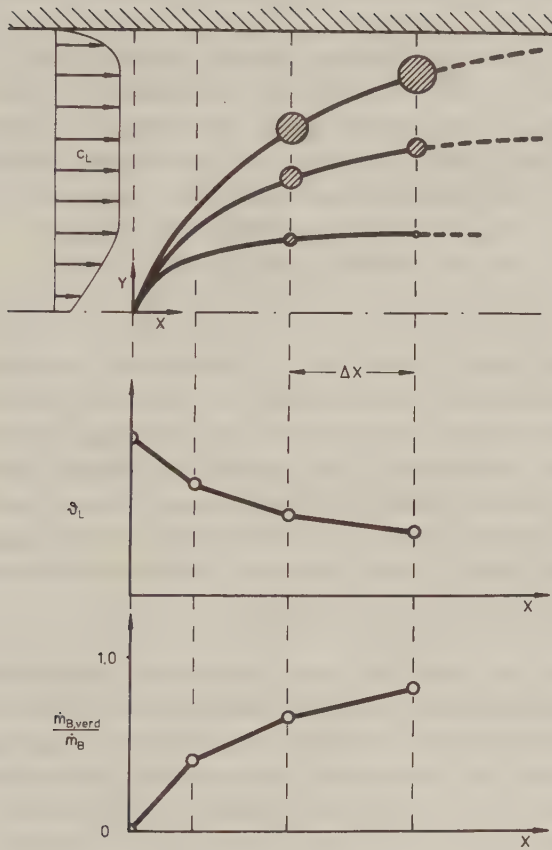


Bild 12: Schematische Darstellung der Vorgehensweise bei der Verdunstungsberechnung

In einem ersten Rechenschritt, in dessen Verlauf die Lufttemperatur im gesamten Volumenelement auf dem Anfangswert gehalten wird, erfolgen nacheinander die Berechnungen des Einzeltropfenverhaltens für jede Klasse. Das System von Differentialgleichungen, das dieses Verhalten beschreibt, ist im Anhang noch einmal in zusammengefaßter Form dargestellt und wird numerisch mit Hilfe eines Runge-Kutta-Verfahrens, hier nach /30/, integriert. Die Integration erfolgt für einen Zeitschritt Δt , der so angepaßt ist, daß der Tropfen während dieser Zeit den Weg Δx zurücklegt.

Die Tropfen weisen dabei, entsprechend ihren Anfangswerten, unterschiedliches Verhalten auf. Bild 12 zeigt drei typische Beispiele. Während sich der Tropfen mit dem größten Durchmesser noch aufwärmt und dabei nur wenig verdunstet, wobei sein Durchmesser noch zunimmt, setzt bei dem mittleren Tropfen bereits eine stärkere Verdunstung ein. Der kleinste Tropfen verdunstet auf der Strecke Δx fast vollständig.

Nach diesem Berechnungsschritt sind die Eigenschaften aller Tropfenklassen im Austrittsquerschnitt des Volumenelementes bekannt. Zunächst ist von den berechneten Endwerten nur die Wärmemenge von Bedeutung, die sämtliche Tropfen auf der Strecke Δx aufgenommen haben. Diese Wärmemenge hat die Luft abgegeben, so daß mit einer Energiebilanz über das Volumenelement ihre Austrittstemperatur bestimmt werden kann. Sie unterscheidet sich nach dem ersten Rechenschritt erheblich von der vorgegebenen Temperatur, so daß eine Anpassung notwendig ist. Hier wird eine lineare Abnahme zwischen Ein- und Austrittstemperatur angenommen. Mit dem derart bestimmten Verlauf der Lufttemperatur erfolgt eine erneute Berechnung des Einzeltropfenverhaltens in dem Volumenelement, die nun auch die temperaturbedingte

Abnahme der Luftgeschwindigkeit berücksichtigt. Diese Iteration wird solange fortgesetzt, bis sich die Austrittstemperaturen der Luft aus zwei aufeinander folgenden Rechenschritten um weniger als $0,1\text{ K}$ unterscheiden.

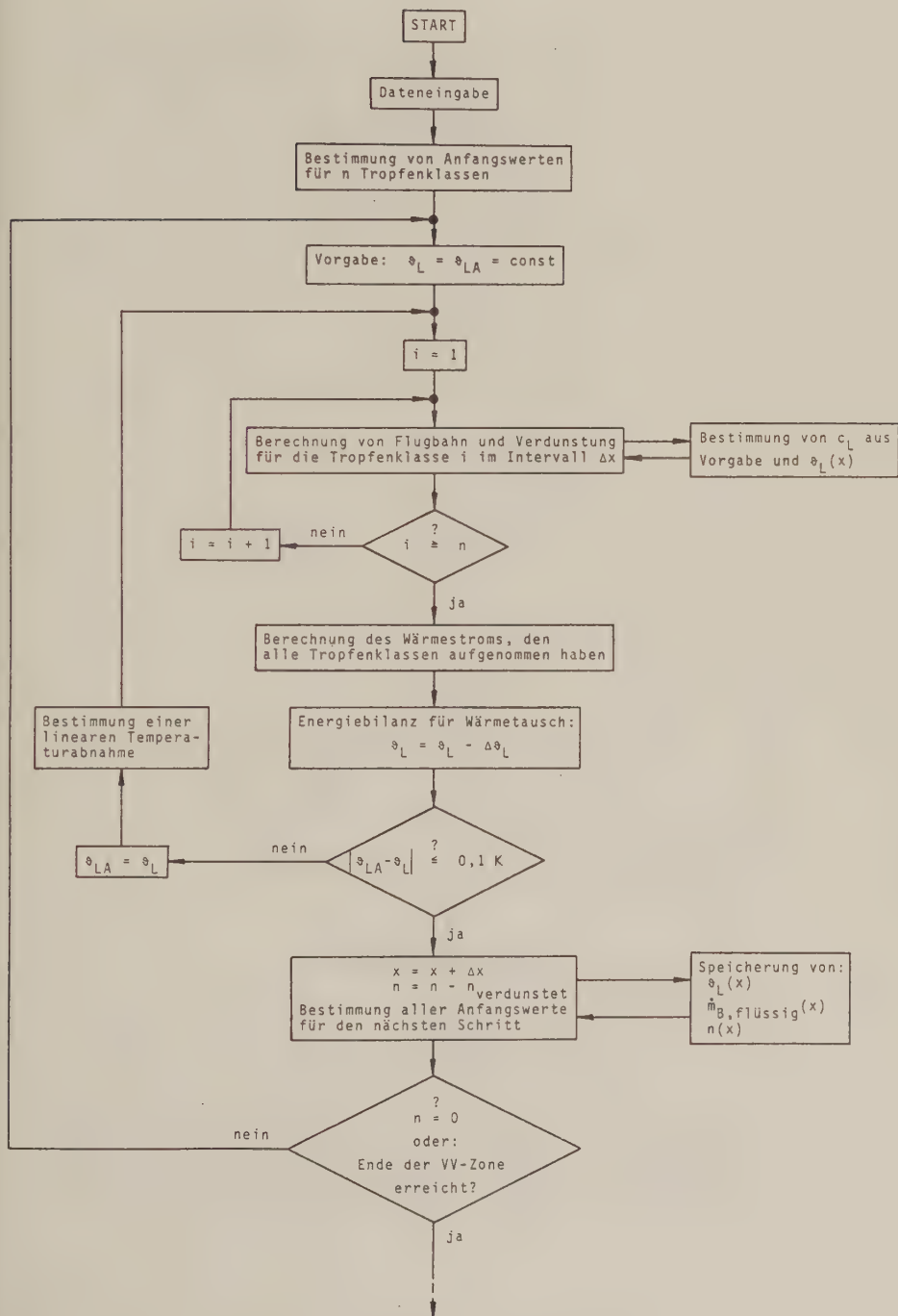
Damit sind alle Größen am Austritt des Volumenelementes bekannt, insbesondere auch der noch vorhandene Massenstrom des flüssigen Brennstoffs und der verdunstete Anteil, mit dem der Verdunstungsgrad bestimmt wird.

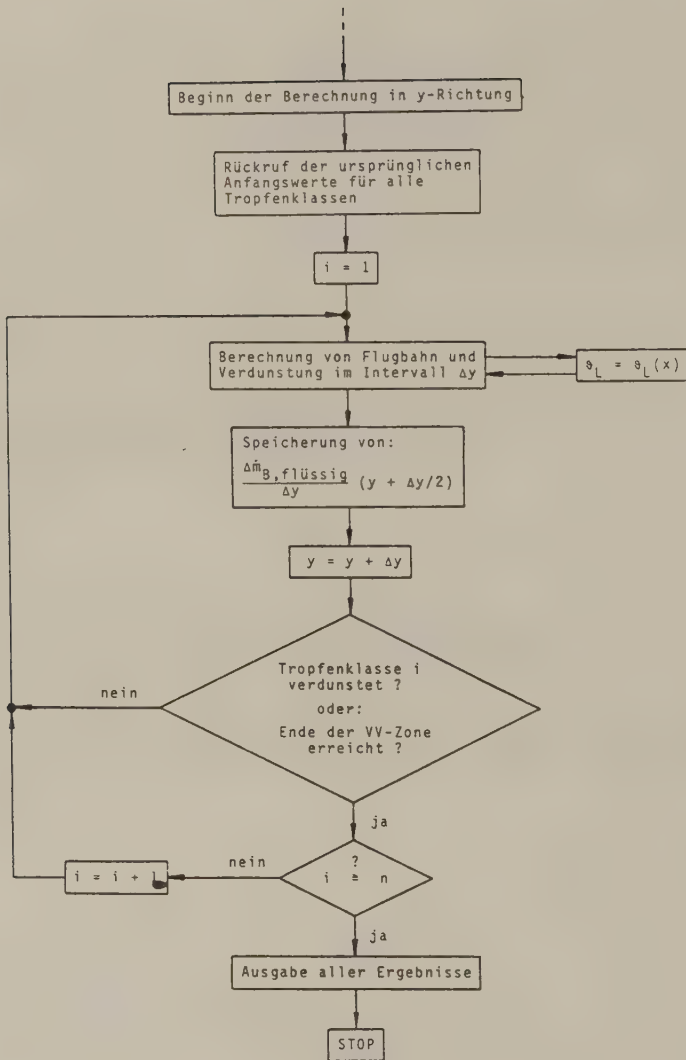
Anschließend erfolgen die Berechnungen im nächsten Volumenelement. Die Rechnung endet, wenn der gesamte Brennstoff verdunstet oder das Ende der VV-Zone erreicht ist.

Für die Berechnung der Brennstoffdampfverteilung über den Austrittsquerschnitt (2. Lösungsschritt) wird eine andere Vorgehensweise gewählt. Da aus der Rechnung in x-Richtung der Verlauf der Lufttemperaturen bekannt ist, erfolgt nun die Berechnung des Verdunstungsverlaufs einer Tropfenklasse vom Einspritzpunkt bis zur vollständigen Verdunstung oder bis zum Ende der VV-Zone ohne Notwendigkeit einer iterativen Anpassung des Temperaturverlaufs. Die Integration wird in Intervallen der Länge Δy vorgenommen. Die in diesen Intervallen jeweils verdunstete Brennstoffmasse sämtlicher Tropfenklassen wird auf die Intervalllänge Δy bezogen. Entsprechend der Annahme, daß der Brennstoffdampf der Luftströmung folgt und nach seiner Entstehung sich nicht quer zur Strömungsrichtung ausbreitet, erhält man bei der Verwendung genügend kleiner Intervalle den Verlauf der Verdunstungsintensität in y-Richtung und damit die Brennstoffdampfverteilung im Austrittsquerschnitt der VV-Zone. Hieraus läßt sich die örtliche Massenstromdichte des Brennstoffdampfes bestimmen. Sie ergibt schließlich, bezogen auf den entsprechenden Wert der Luftströmung, die örtlichen Brennstoff - Luft - Verhältnisse.

Das beschriebene Lösungsverfahren zur Bestimmung der örtlichen Brennstoff-Luft-Verhältnisse kann auch für Einspritzanordnungen, die mit guter Näherung rotations-symmetrisch sind, angewendet werden. Die Flugbahn- und Verdunstungsberechnung für Einzeltropfen und den gesamten Sprühstrahl ist mit den angegebenen Gleichungen auch für nicht-rotationssymmetrische Anordnungen ohne Änderungen möglich. Die Bestimmung der Brennstoff-Luft-Verhältnisse erfordert in diesen Fällen eine Vorgehensweise, die von der oben beschriebenen abweicht. Hier ist es notwendig, die Strömung in der VV-Zone in verschiedene Bereiche mit jeweils näherungsweise konstanten Brennstoff-Luft-Verhältnissen aufzuteilen und diese Bereiche einzeln in der beschriebenen Art zu berechnen.

Abschließend ist der Berechnungsablauf für eine rotations-symmetrische, zylindrische VV-Zone in einem Flußdiagramm dargestellt, das einen Überblick über die Vorgehensweise bei der Lösung geben soll. Im Anhang (A3) findet sich ein ausführlicheres Flußdiagramm, das die Vorgaben, die die Rechnung benötigt, sowie die verwendeten Gleichungen noch einmal zusammenfaßt.





3. Beschreibung der Versuchseinrichtung und Meßergebnisse

3.1 Beschreibung des Versuchsstandes

Für die experimentellen Untersuchungen wurde ein Sprühversuchsstand aufgebaut, der aus einem Windkanal und einer Einspritzanlage besteht (Bild 13).

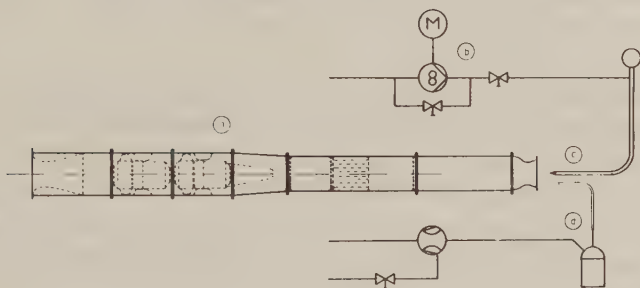


Bild 13: Schematische Darstellung des Sprühversuchsstandes
a) Windkanal
b) Druckerhöhungsanlage für Einspritzwasser
c) Düsenträger
d) Absaugevorrichtung

Die Versuche fanden wegen der leichten Zugänglichkeit im Hinblick auf die Meßtechnik nicht an einem VV-Zonen-Modell, sondern im Kernbereich eines Luftfreistrahls statt. Die Untersuchungen sollten bei möglichst einfach bestimmbaran Randbedingungen erfolgen. Dieser Forderung kommen die Eigenschaften des Luftfreistrahls sehr entgegen. Um die so erzielten weitgehend störungsfreien Zu-
strömverhältnisse zu erhalten, wurde eine Anordnung

mit Gegenstromeinspritzung gewählt, die keine Einbauten vor der Einspritzstelle erfordert. Die einzigen vorhandenen Störungsquellen im Untersuchungsbereich bilden die Düse selbst und der Düsenträger. Da mit dieser Versuchsanordnung nur das Sprühstrahlverhalten ohne Verdunstung untersucht werden sollte, wurde als Sprühflüssigkeit Wasser mit Umgebungstemperatur verwendet. Hierbei kann man ausschließen, daß im Untersuchungsbereich eine spürbare Verdunstung stattfindet. Die Verwendung von Wasser machte es außerdem möglich, den Sprühstrahl zusammen mit der Luft ohne weitere Vorkehrungen in die Umgebung abzublasen.

Der Windkanal basiert auf zwei in Reihe geschalteten Axialgebläsen. Ohne Maßnahmen zur Strömungsgleichrichtung konnte in dem Querschnitt vor der Düse die Wirkung der von der Gebläsenabe verursachten Nachlaufdehle noch deutlich festgestellt werden. Die Verwendung von Sieben als Gleichrichter und die Auslegung einer entsprechenden Düse, /D3/, bewirkten am Austritt der Düse eine Gleichförmigkeit der Luftströmung, die für die Untersuchungen ausreichte. Bild 14 stellt Meßergebnisse im Düsenaustrittsquerschnitt dar. Bei den anschließenden Laser-2-Focus-Messungen zeigte sich, daß in dem für die Untersuchungen benötigten Bereich eine achsparallele Strömung mit konstanter Luftgeschwindigkeit vorlag. Die Grenzschicht um den Düsenträger hatte für die Versuche keine Bedeutung.

Zwei Kriterien waren bei der Auswahl der Einspritzdüse zu beachten. Die Düse sollte erstens eine Einspritzung mit einfachen, bestimmbaren Anfangsbedingungen ermöglichen und zweitens einen zeitlich konstanten, rotationssymmetrischen Sprühstrahl erzeugen. Die erste Forderung erfüllen Einzelstrahldüsen und Hohlkegeldüsen (siehe Bild 15). Mit Einzelstrahldüsen läßt sich bei der

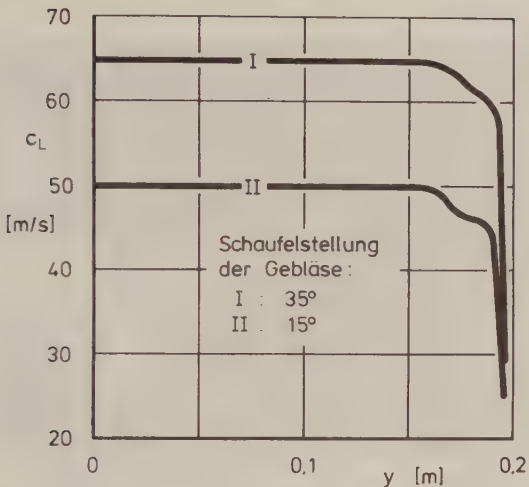


Bild 14: Strömungsgeschwindigkeit der Luft am Düsenaustritt (Abweichungen von der Rotationssymmetrie < 2%)

vorgesehenen Gegenstromeinspritzung unter realen Versuchsbedingungen kein stationärer Sprühstrahl erzielen, da der Einzelstrahl im Gegenstrom sehr empfindlich auf kleine Störungen in der Luftströmung reagiert, so daß eine derartige Einspritzung für den Anwendungsfall in VV-Zonen ungünstig erscheint. Einen stationären, rotationssymmetrischen Sprühstrahl kann man von Hohlkegel- und Vollkegeldüsen erwarten. Da jedoch nur bei der Hohlkegeldüse definierte Einspritzbedingungen bezüglich Richtung und Geschwindigkeit vorliegen, wurde für die Versuche eine Hohlkegeldüse gewählt.

Die Wasserversorgung erfolgte über eine bypassgesteuerte Zahnradpumpe, die in Verbindung mit einer langen, flexiblen Schlauchleitung für einen Wasserstrom mit

relativ geringen, beim Versuch nicht feststellbaren Pulsationen sorgte.

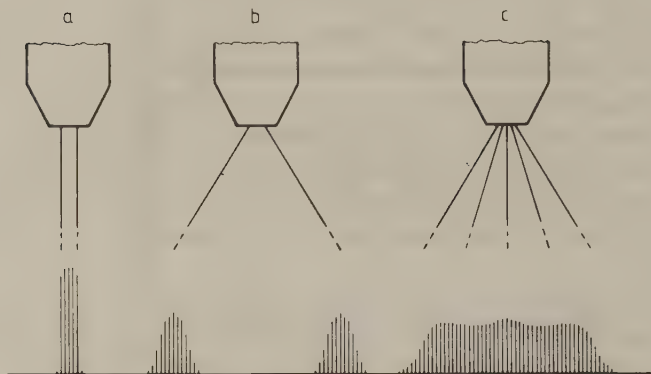


Bild 15: Schematische Darstellung von Einzelstrahl- (a), Hohlkegel- (b) und Vollkegeldüsen (c) mit den zugehörigen Massenstromverteilungen im Strahl

Bild 16 zeigt die Versuchsanordnung und Bild 17 ein Beispiel für die untersuchten Sprühstrahlen mit eingezeichnetem Koordinatensystem.

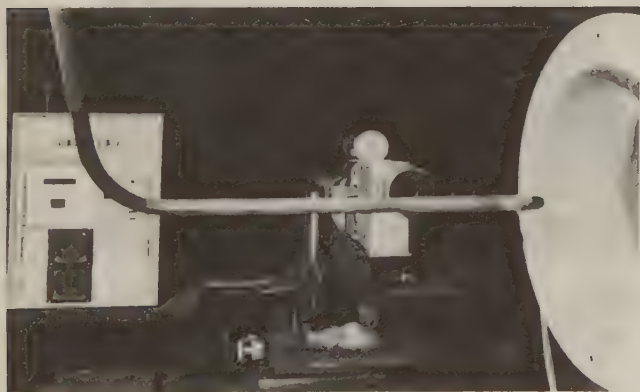
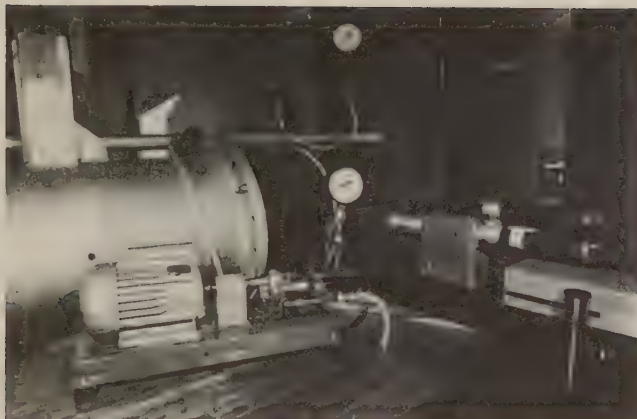


Bild 16: Sprühversuchsstand mit Luftdüse, Druck-
erhöhungsanlage, L2F-Meßgerät und Düsen-
träger

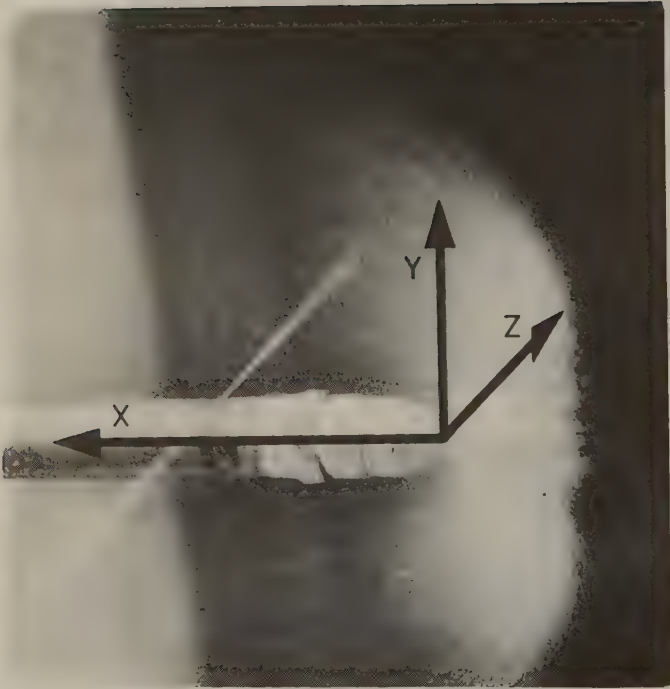


Bild 17: Koordinatensystem im Sprühstrahl

3.2 Untersuchungsmethoden und Meßergebnisse

Um die Eigenschaften des Sprühstrahls möglichst vollständig zu erfassen, wurden verschiedene Untersuchungsmethoden angewendet, die Aufschluß über Tropfenflugbahnen und -geschwindigkeiten, Tropfengrößen sowie Massenverteilung der Flüssigkeit im Sprühstrahl geben sollten.

3.2.1 Photographische Untersuchungen

Photographische Untersuchungen dienten zur Erfassung der äußeren Kontur des Sprühstrahls, zur Messung des Einspritzwinkels an der Düsenmündung und zur Bestimmung von Tropfenflugbahnen. Bild 18 zeigt die übereinander dargestellten Konturen zweier Sprühstrahlen bei gleicher Luftgeschwindigkeit ($c_{Lx} = 64 \text{ m/s}$) und verschiedenen Einspritzdrücken ($\Delta p_D = 3 \text{ bar}$ und 6 bar). Man erkennt gut die Wirkung der vom Einspritzdruck abhängenden Anfangsgeschwindigkeit der Tropfen. Je größer die Anfangsgeschwindigkeit der Tropfen ist, um so weiter fliegen sie entgegen der Luftströmung.

Bei der Messung des Spritzwinkels an der Düsenmündung (Bild 19) ergab sich für den Bereich der untersuchten Einspritzdrücke ($\Delta p_D = 2 \div 6 \text{ bar}$) ein konstanter Wert des Kegelwinkels von 65° . Dieser Winkel wird als Anfangsbedingung für die Berechnung der Tropfenflugbahnen verwendet. Die Winkelmessung und Flugbahnbestimmung wurden durch Aufnahmen mit einem geringen Tiefenschärfenbereich ermöglicht. Die Schärfefzone hatte bei dem gewähl-

ten Abbildungsmaßstab eine Tiefe von ungefähr 5 mm. Die Mitte der Schärfezone bildete die x,y-Ebene, so daß die aus den Photographien gewonnenen Ergebnisse mit guter Näherung auf diese Ebene bezogen werden können. Tropfen, die sich vor oder hinter dieser Zone befanden, beeinträchtigen die Auswertung der Bilder nicht.

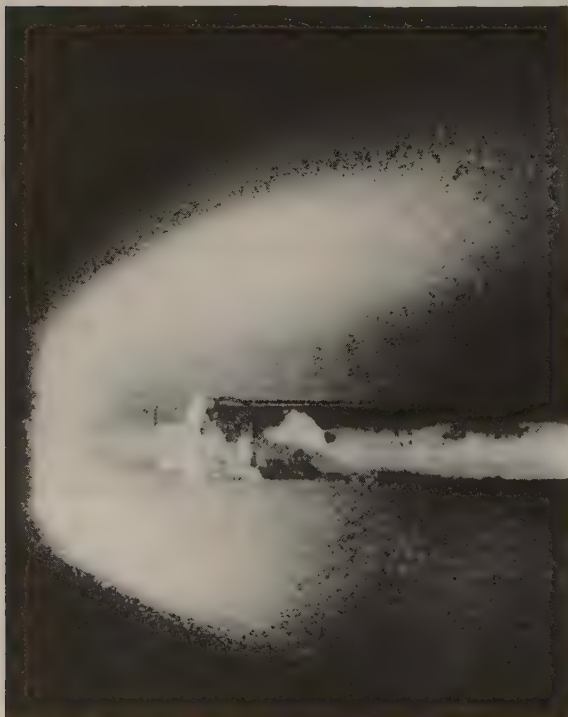


Bild 18: Überlagerte Konturen von zwei Sprühstrahlen bei unterschiedlichen Einspritzdrücken ($\Delta p_D = 3$ bar und 6 bar)

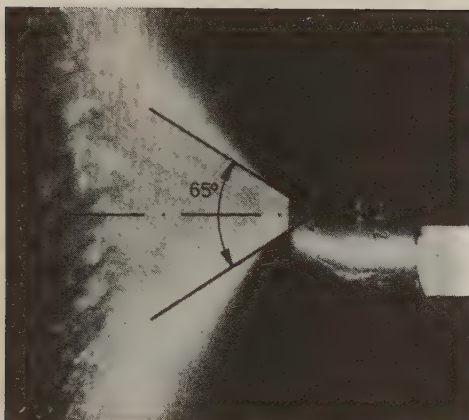


Bild 19: Düsenmündung mit Sprühkegelwinkel

Die Tropfenflugbahnen wurden in einem zeitaufwendigen Verfahren aus Blitzlichtaufnahmen bestimmt, auf denen, entsprechend der wirksamen Belichtungszeit, die einzelnen sich bewegenden Tropfen als kurze Striche sichtbar sind. Die Auswertung mehrerer Aufnahmen ergab ein Richtungsfeld von Einzeltropfenbahnen, aus denen sich leicht Flugbahnen zusammensetzen lassen.

Eine Bestimmung der Tropfengeschwindigkeiten und -durchmesser ist mit dem verwendeten Blitzgerät und der Aufnahmetechnik nicht möglich. Bild 20 zeigt eine Einzelaufnahme und ein zusammengesetztes Richtungsfeld mit eingezeichneten Tropfenflugbahnen.

Mit dieser Methode läßt sich nur der äußere Bereich des Sprühstrahls untersuchen, in dem sich große Tropfen in ausreichender Anzahl befinden. Diese Tropfen ergeben

gute Abbildungen; sie schirmen jedoch auch die inneren Bereiche des Sprühstrahls ab, so daß für die dort fliegenden kleinen Tropfen, die zur Abbildung eine starke Beleuchtung brauchen, nicht genügend Licht zur Verfügung steht.

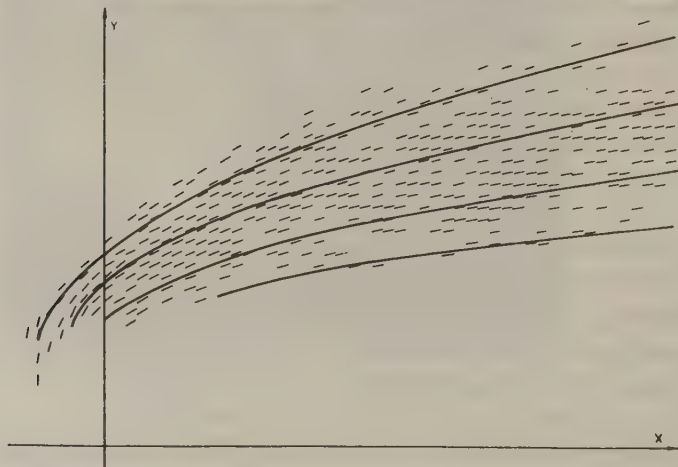
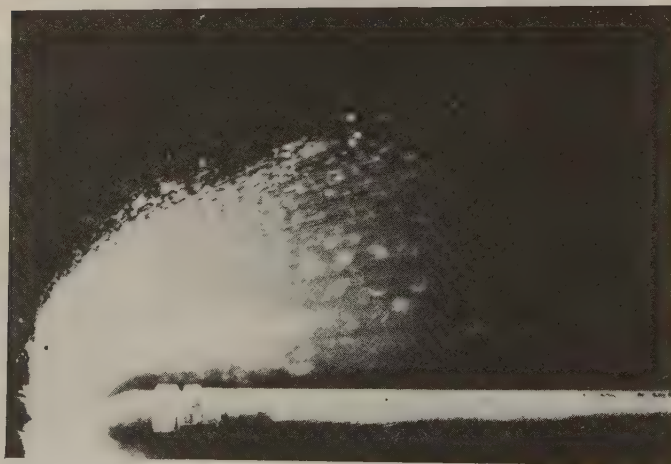


Bild 20: Beispiel für eine Einzelaufnahme des Sprühstrahls und ein Richtungsfeld aus Bildauswertungen mit eingezeichneten Tropfenbahnen

3.2.2 Messungen mit dem Laser-2-Focus-Verfahren

Mit der von Schodl /31/ entwickelten Laser-2-Focus-Methode und einer entsprechenden Meßeinrichtung, die in /32/, /33/, /38/ und /47/ beschrieben ist, wurde der Sprühstrahl in verschiedenen Bereichen der x,y-Ebene untersucht.

Zur vollständigen Bestimmung des Einspritz- und Betriebsverhaltens der Düse benötigt man neben dem Einspritzwinkel auch die Geschwindigkeit des Sprühstrahls an der Düsenmündung. Die zur Bestimmung dieser Geschwindigkeit durchgeführten Messungen erfolgten ungefähr 5 mm vor dem Düsenaustritt, wo die Zerstäubung des ringförmigen Flüssigkeitsfilms beginnt. In Bild 21 sind die Meßergebnisse und zum Vergleich die Geschwindigkeit $c_{TO,id}$ aufgetragen, die sich bei verlustloser Strömung in der Düse aufgrund der Einspritzdruckdifferenz einstellte.

$$c_{TO,id} = \sqrt{\frac{2}{\rho_T} \Delta p_D}$$

Mit dieser Geschwindigkeit läßt sich ein energetischer Düsenwirkungsgrad bestimmen:

$$\eta_D = \frac{c_{TO}^2}{c_{TO,id}^2} \quad . \quad (79)$$

Bild 21 enthält neben diesem Wirkungsgrad auch den Durchsatz $\dot{m}_D$ nach Messungen aus /D4/ und beschreibt somit das gesamte Betriebsverhalten der Düse. In drei Bereichen der Meßebene wurden Geschwindigkeiten und Bewegungsrichtungen der Tropfen untersucht. Bild 22 zeigt die Meßorte und

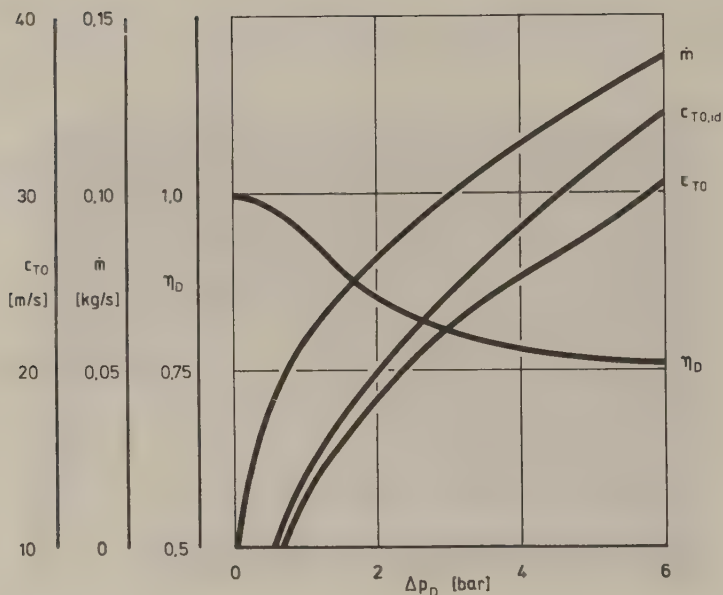


Bild 21: Betriebsverhalten der verwendeten Hohlkegeldüse

maßstäblich eingezeichnete Geschwindigkeitsvektoren für einen bestimmten Einspritzdruck. In Bild 23 sind Tropfengeschwindigkeiten für verschiedene Einspritzdrücke über der y-Koordinate aufgetragen. Man erkennt die mit sinkendem Einspritzdruck abnehmenden Geschwindigkeiten am äußeren Rand des Sprühstrahls. Dieses deutet auf Tropfen mit größer werdendem Durchmesser und damit größerer Massenträgheit hin, da in diesem Teil des Sprühstrahls noch die ungestörte Luftgeschwindigkeit herrscht.

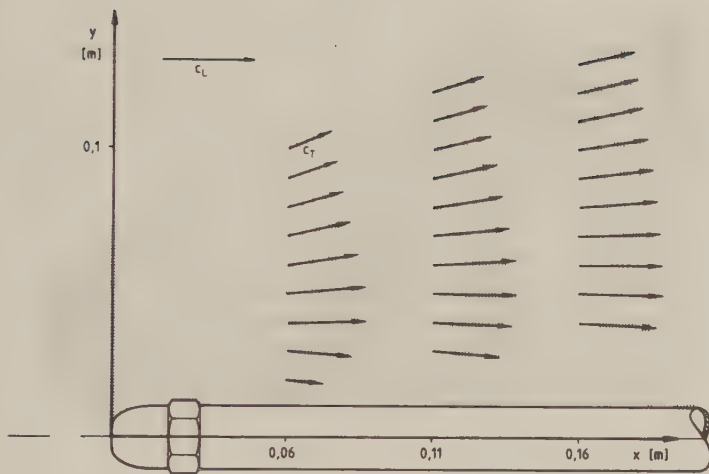


Bild 22: Gemessene Vektoren der Tropfenflugbahnen;
gerasterter Bereich: Sprühstrahl nach
Bildauswertungen

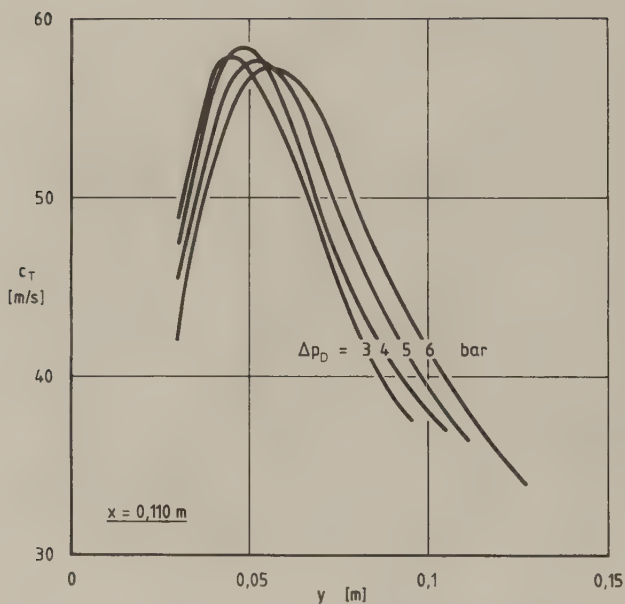


Bild 23: Tropfengeschwindigkeiten bei verschiedenen Einspritzdrücken in einem Sprühstrahlquerschnitt; Geschwindigkeit der ungestörten Luftströmung $c_L = 64 \text{ m/s}$

3.2.3 Bestimmung der Massenstromdichte der Flüssigkeit im Sprühstrahl

Zur vollständigen Bestimmung der Eigenschaften des Sprühstrahls gehört auch die Messung der Flüssigkeitsverteilung. Hierzu wurde eine Absaugevorrichtung zusammengestellt, die aus einer Absaugesonde, einem Abscheidegefäß und einem druckluftbetriebenen Ejektor bestand. Die Absaugesonde, deren Spitze im Bild 24 skizziert ist, ermöglicht wegen des kleinen Eintrittsquerschnitts mit guter Näherung die Bestimmung der örtlichen Massenstromdichte, da man annehmen kann, daß diese sich im Bereich der Eintrittsfläche nur geringfügig und linear ändert.

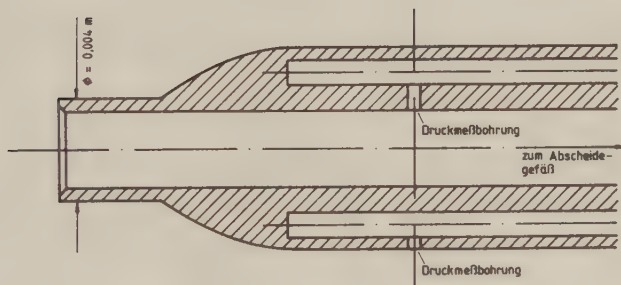


Bild 24: Schematische Darstellung der Absaugesonde

Die Absaugung verhindert den Stau effekt vor der Sondenöffnung, der die Messung wegen der eventuellen Ablenkung kleiner Tropfen verfälschen kann. Bei den Versuchen wurde die Absaugeintensität so eingestellt, daß gleiche statische Drücke an der Innen- und Außenwand der Sondenspitze

herrschaften und somit gleiche Strömungsgeschwindigkeiten anzeigten. Diese Vorgehensweise wird auch als isokinetische Absaugung bezeichnet. Bei der Untersuchung des Absaugeffektes und ausführlichen Kontrollmessungen am gesamten Sprühstrahl, /D4/, zeigte sich, daß die Sonde im Rahmen der geforderten Genauigkeit und bei den vorliegenden Versuchsverhältnissen verwertbare Ergebnisse liefert. Die aufgetretenen relativen Abweichungen lagen unterhalb 5 Prozent.

Die Messungen mit der Absaugesonde erfolgten an den gleichen Stellen im Sprühstrahl, an denen auch die Tropfengeschwindigkeiten bestimmt wurden. Bild 25 zeigt typische Verläufe der Massenstromdichte der Flüssigkeit im Sprühstrahl.

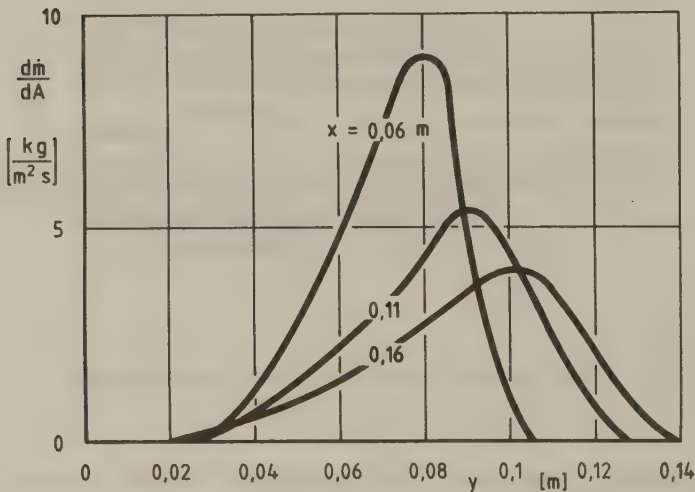


Bild 25: Gemessene Massenstromdichten des Wassers im Sprühstrahl ($\Delta p_D = 6 \text{ bar}$)

3.2.4 Messung der Luftgeschwindigkeit im Sprühstrahl

Mit der Laser-2-Focus-Meßeinrichtung war es wegen der großen Differenz im Reflexionsvermögen zwischen Tropfen und Staubteilchen in der Luft nicht möglich, die Luftgeschwindigkeit im Sprühstrahl (Zweiphasenströmung) zu messen.

Prandtl-Sonden sind zu diesem Zweck wegen der kleinen Meßbohrungen bei der hohen Flüssigkeitsbeladung der Luft und der relativ großen Tropfen auch nicht geeignet, da die Gefahr besteht, daß die Tropfen diese Bohrungen versperren. Es zeigte sich jedoch bei einem Eichversuch mit reiner Luft, daß die Absaugesonde gleiche Differenzen von statischem und totalem Druck lieferte wie eine Prandtl-Sonde, wenn die Absaugeleitung verschlossen wurde. Mit Hilfe dieser Absaugesonde wurde in zwei Querschnitten des Sprühstrahls die Geschwindigkeitsverteilung gemessen.

Bild 26 zeigt die Ergebnisse, die erkennen lassen, daß sich durch den Impulsaustausch und die Versperrungswirkung am Anfang des Sprühstrahls eine ausgeprägte Grenzschicht ausbildet.

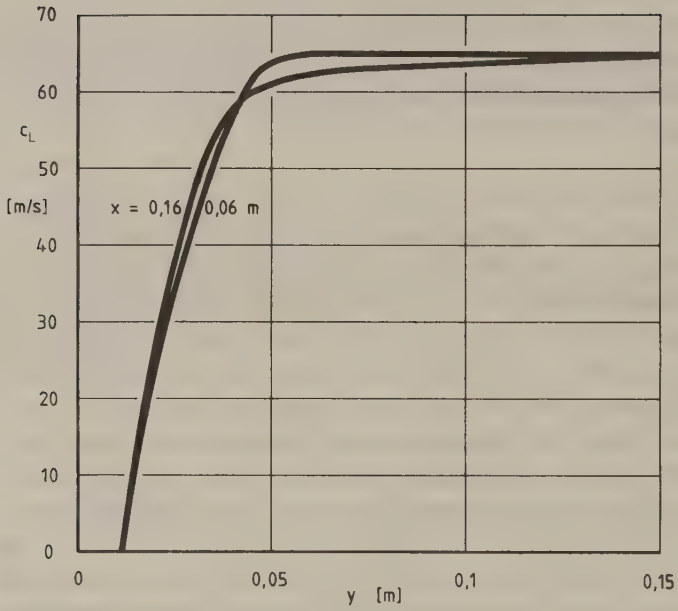


Bild 26: Luftgeschwindigkeiten im Sprühstrahl

3.2.5 Tropfengrößenmessung

Die Bestimmung der Tropfengrößen im Sprühstrahl erfolgte mit einer an der RWTH Aachen entwickelten Streulichtsonde zur Einzeltropfenmessung und einem entsprechenden Auswerteprogramm (Ederhof /34/). Die mit der Sonde gemessenen Tropfendurchmesser werden von einem Mehrkanalanalysator übernommen, der ihre Anzahl nach Größen geordnet abspeichert. Bei den Messungen zeigte sich, daß in den Bereichen, in denen hohe Tropfengeschwindigkeiten und Massenstromdichten des Wassers zusammentrafen, die Ereignisrate (Tropfen im Meßvolumen) für die Auswerteeinrichtung zu hoch war. So ließen sich nur am äußeren Rand des Sprühstrahls aussagefähige Ergebnisse bezüglich häufigster örtlicher Tropfendurchmesser erzielen.

Die Tropfendurchmesser werden vom äußeren Rand nach innen hin kleiner, und mit geringer werdendem Einspritzdruck nehmen die maximalen Tropfendurchmesser am äußeren Rand zu.

Als Bereich für die kritische Weber-Zahl errechnet man aus diesen Versuchen:

$$We_{krit} = 16 \div 20$$

Diese Weber-Zahl wird mit der Relativgeschwindigkeit gebildet, die sich aus der ungestörten Luftgeschwindigkeit und der Tropfenanfangsgeschwindigkeit ergibt. Bild 27 zeigt den maximalen Tropfendurchmesser in Abhängigkeit vom Einspritzdruck.

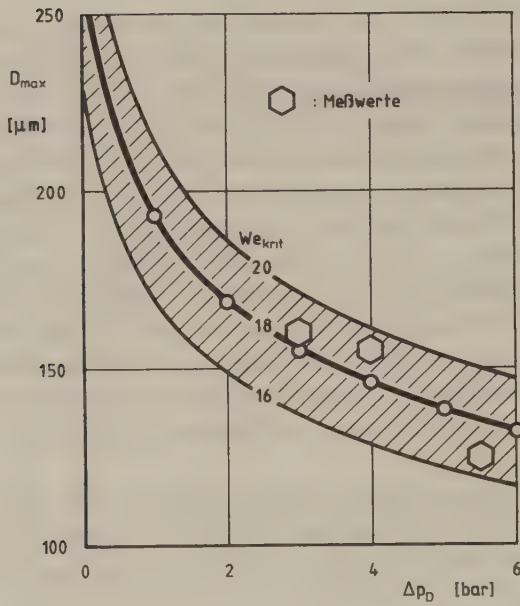


Bild 27: Gemessene maximale Tropfendurchmesser und extrapolierte Durchmesserbereich

3.3 Vergleichende Auswertung verschiedener Versuchsergebnisse

Die Tropfenflugrichtungen, die aus den photographischen Aufnahmen ermittelt wurden, lassen sich mit den Ergebnissen aus der Laser-2-Focus-Messung unmittelbar vergleichen. In Bild 28 ist dieser Vergleich mit der recht guten Übereinstimmung der Ergebnisse dargestellt. Gleichzeitig erkennt man auch den gegenüber der Laser-2-Focus-Methode deutlich eingeschränkten Meßbereich bei der Photoauswertung, deren grundsätzliche Brauchbarkeit sich jedoch zeigt.

Eine weitere Vergleichsmöglichkeit für die Tropfenflugrichtungen, die mit der Laser-2-Focus-Methode gemessen wurden, entsteht durch die Entwicklung von Stromflächen und damit auch Strömungsrichtungen aus den Berechnungen der Massenstromdichte. Obwohl das Wasser keine kontinuierliche Strömung bildet, sondern sich als Tropfenschwarm bewegt, können rotationssymmetrische Stromflächen definiert werden.

Aus dem Verlauf der Massenstromdichte des Wassers läßt sich durch Integration eine Gleichung bestimmen, die die gleiche Bedeutung hat wie die Stromfunktion aus der Potentialströmungstheorie, da Turbulenzeinflüsse vernachlässigt werden.

Die Massenstromdichte

$$\frac{dm}{dA} = F(y)$$

ist nicht als Funktion, sondern nur punktweise bekannt.

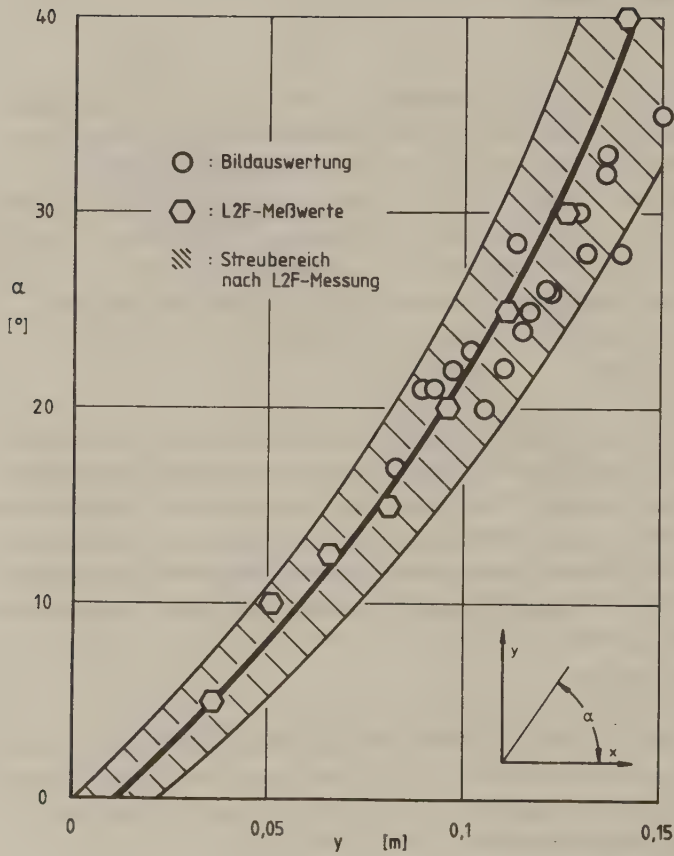


Bild 28: Vergleich von Bahnwinkeln aus L2F-Messungen und Bildauswertungen

Formal kann man jedoch schreiben:

$$d\dot{m} = F(y) dA$$

$$d\dot{m} = F(y) 2 \pi y dy \quad . \quad (80)$$

Diese Gleichung gibt den Massenstrom an, der durch den Kreisringquerschnitt mit dem Radius y und der Breite dy fließt. Durch Integration erhält man:

$$\int_0^y d\dot{m} = \int_0^y F(y) 2 \pi y dy \quad (81)$$

$$\dot{m}(y) = 2 \pi \int_0^y F(y) y dy \quad . \quad (82)$$

In den drei ausgemessenen Querschnitten des Sprühstrahls läßt sich die Gleichung (82) numerisch lösen. Bild 29 zeigt neben den Integrationsergebnissen $\dot{m}(y)$, die auf den Gesamtmassenstrom $\dot{m}_{\text{ges}}$ bezogen sind, noch einmal die Verläufe der Massenstromdichte. Die Stromflächen liegen im betrachteten Bereich des Sprühstrahls konzentrisch um die x -Achse des Koordinatensystems. Die Schnittlinien der Stromflächen mit der x,y -Ebene stellen die Stromlinien dar. Alle Punkte auf einer Stromlinie sind durch gleiche Werte von $\dot{m}(y)$ nach Gleichung (82) gekennzeichnet. Bild 20 läßt erkennen, daß sich die Bewegung des Sprühstrahls aus den geordneten Einzeltropfenbewegungen zusammensetzt. Deshalb stimmen die Stromlinien mit den Tropfenflugbahnen überein.

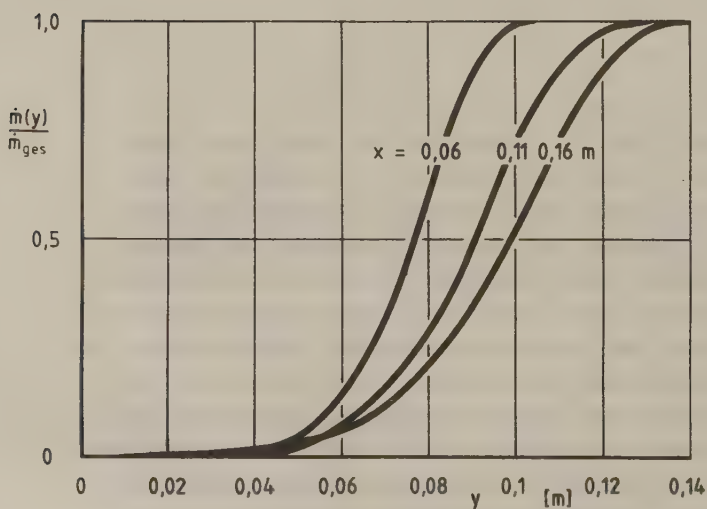
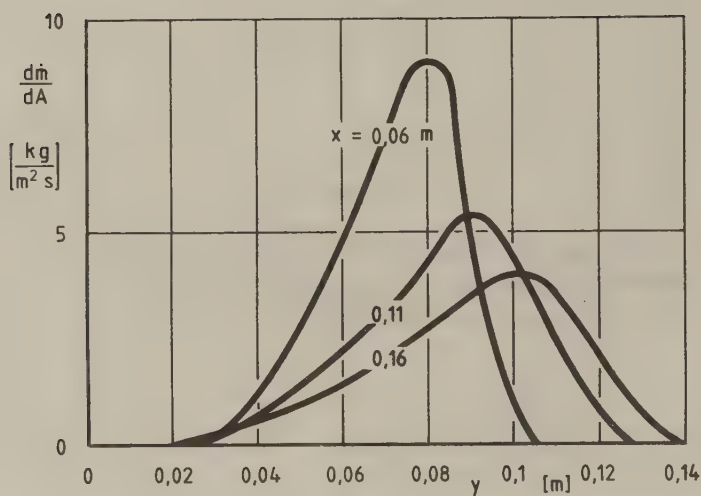


Bild 29: Massenstromdichten des Wassers im Sprühstrahl und auf die Gesamtmenge bezogene Integralwerte

Die Auswertung von Gleichung (82) in Form von Stromlinien, die aus drei Punkten konstruiert sind, und das ausgemessene Richtungsfeld des Sprühstrahls entsprechend Bild 22 zeigt das Bild 30.

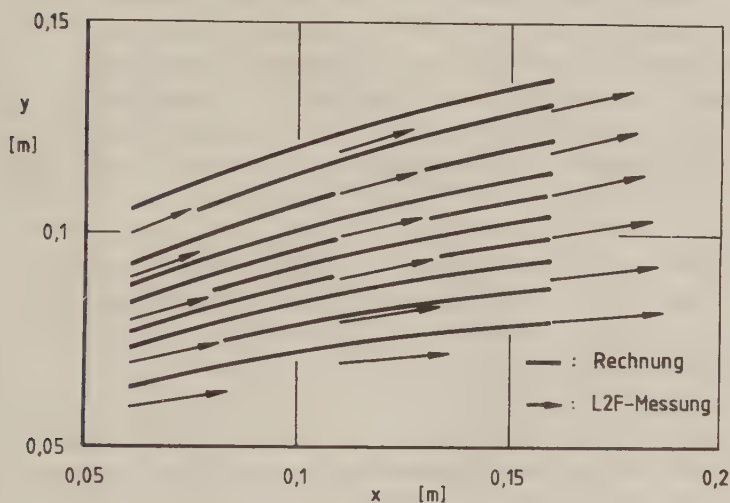


Bild 30: Vergleich berechneter Flugbahnen (Stromlinien aus Integration der Massenstromdichte) und gemessener Bahnvektoren (L2F)

In Bild 30 ist nur der Ausschnitt des Sprühstrahls dargestellt, in dem sich mit dieser Methode zuverlässige Ergebnisse errechnen lassen. Die Berechnung erfordert genügend große Werte von $\dot{m}(y)/\dot{m}_{\text{ges}}$, die im inneren Bereich des Sprühstrahls nicht vorliegen (siehe Bild 29). Deshalb können die Tropfenflugrichtungen mit negativen y -Komponenten (Bild 22) nach diesem Verfahren rechnerisch nicht bestimmt werden.

4. Vergleiche zwischen Versuchs- und Rechenergebnissen

4.1 Einzeltropfenverdunstung

Da die Einzeltropfenverdunstung experimentell schwierig zu erfassen ist, liegen nur sehr wenige veröffentlichte Versuchsergebnisse vor. Priem /21/ hat eine Reihe von Versuchen mit verdunstenden Kohlenwasserstoffverbindungen durchgeführt und beschrieben. An einem ausgewählten Beispiel sollen verschiedene Verdunstungsansätze, wie sie bereits in Abschnitt 2.2.5 aufgeführt sind, überprüft werden.

Bei dem Beispiel handelt es sich um einen Hexadekantropfen, der an einem Thermoelement hängend einem Luftstrom ausgesetzt wird. Die Geschwindigkeit der Luft beträgt 2 m/s und ihre Temperatur 410°C.

Der Durchmesser des Tropfens D_T , seine Temperatur ϑ_T sowie der verdunstete Massenanteil sind in Bild 31 über der Versuchszeit aufgetragen.

Man erkennt, daß der Tropfen sich sehr schnell erwärmt und während dieser Phase die Verdunstung allmählich stärker wird. Zu Beginn dieser instationären Verdunstung nimmt der Tropfendurchmesser zunächst zu, um dann, ähnlich wie bei der stationären Verdunstung, abzunehmen, wenn sich die Tropfentemperatur der Gleichgewichtstemperatur nähert. Der Versuch endet bei einem Tropfendurchmesser, der einer Restmasse von 5% der Anfangsmasse entspricht. Dies ist durch das Thermoelement bedingt, das den Tropfen trägt und dessen Durchmesser die Versuche begrenzt.

Bild 31 zeigt die Versuchsergebnisse im Vergleich mit Rechnungen nach zwei verschiedenen Ansätzen. Der Ansatz

nach Mellor /25/ berücksichtigt nicht den Wärmestrom ins Tropfeninnere, der den Tropfen insgesamt aufwärmt,

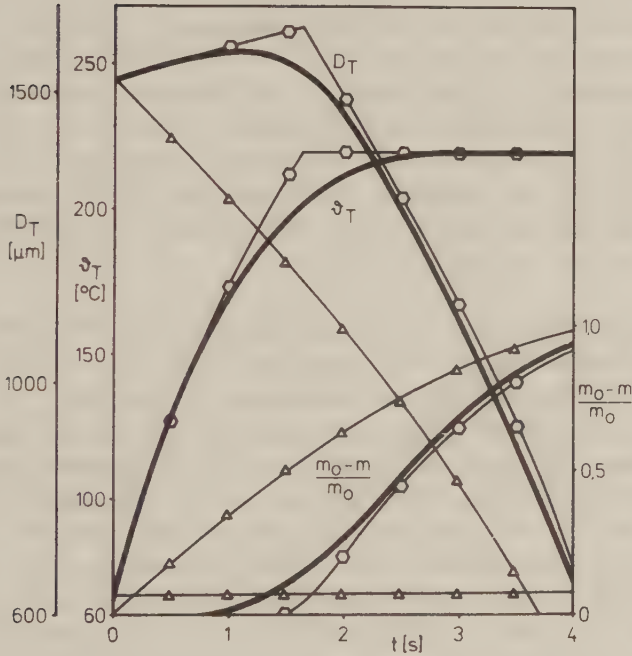


Bild 31: Vergleich von gemessener und berechneter Einzeltropfenverdunstung

- : Messungen nach Priem /21/
- Δ: Rechnung ohne Berücksichtigung der Tropfenaufwärmung; nach /25/
- : Trennung von Aufwärmung und Verdunstung

sondern bestimmt lediglich die Wärmemenge, die benötigt

wird, um die momentan verdunstende Masse von der Tropfeninnentemperatur auf die Gleichgewichtstemperatur aufzuheizen und in die Dampfphase zu überführen. Dabei steht die insgesamt zuströmende Wärmemenge zur Verfügung, und aus diesem Grund setzt sofort eine starke Verdunstung ein.

Das zweite Berechnungsbeispiel in Bild 31 geht von einer Trennung von Aufwärmung und Verdunstung aus. Diese Vorgehensweise ist zum Beispiel in /16/ beschrieben. Da in der Aufwärmphase keine Wärme für die Verdunstung benötigt wird, heizt sich die Tropfenflüssigkeit schneller auf. Weil der Tropfen nicht verdunstet, nimmt sein Durchmesser auch einen größeren Maximalwert an. In der stationären Verdunstungsphase stimmt dieser Ansatz gut mit dem Versuchsergebnis überein.

Bei beiden Rechnungen wurde die experimentell ermittelte Gleichgewichtstemperatur vorgegeben. Bild 32 zeigt den entsprechenden Fall bei gleichzeitiger Betrachtung von Aufwärmung und Verdunstung entsprechend Gleichung (39). Man erkennt die gute Übereinstimmung der gemessenen und berechneten Vorgänge. Wenn die Gleichgewichtstemperatur ϑ_G nicht bekannt ist, kann man sie überschlägig nach Abschnitt 3.2.4 bestimmen. Mit einer Siedetemperatur des Hexadekans von $\vartheta_S = 287^\circ\text{C}$ nach /23/ ergibt sich eine um ungefähr 2% höhere Gleichgewichtstemperatur. In Bild 32 ist der hiermit berechnete Verdunstungsverlauf ebenfalls aufgezeichnet. Man erkennt, daß das vollständige Verdunstungsmodell zufriedenstellende Ergebnisse liefert.

Abschließend sei noch bemerkt, daß alle behandelten Ansätze bezüglich der gesamten Verdunstungszeit ziemlich übereinstimmende Ergebnisse liefern. Man erkennt dies auch daran, daß nach einer Zeit von vier Sekunden jeweils mehr als 90 Prozent der Anfangsmasse verdunstet

sind. Die Verdunstungszeit kann man deshalb nach jedem der drei Ansätze mit guter Näherung bestimmen.

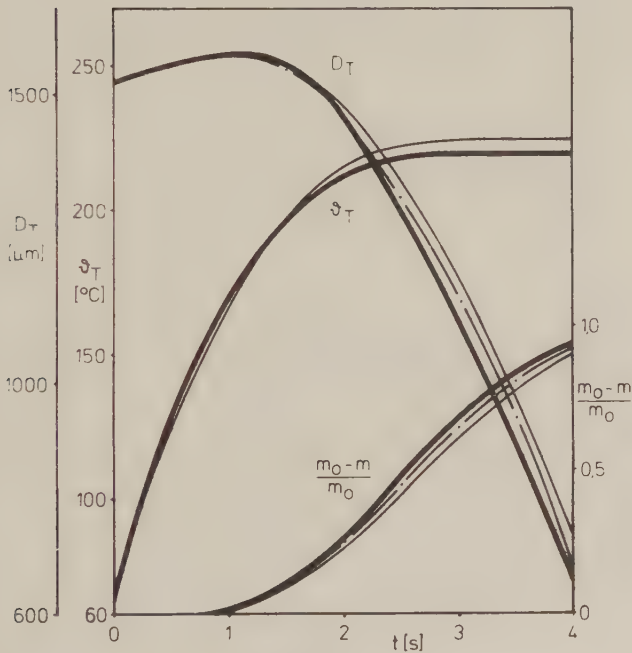


Bild 32: Vergleich von gemessener und berechneter Einzeltropfenverdunstung

- : Messungen nach Priem /21/
- - - : Gleichzeitige Berechnung von Aufwärmung und Verdunstung mit vorgegebenem ϑ_G ; Temperaturverlauf identisch mit Messung
- : Gleichzeitige Berechnung von Aufwärmung und Verdunstung mit berechnetem ϑ_G

Soll jedoch die Verteilung des Brennstoffdampfes durch die Bewegung des Tropfens quer zur Luftströmung bestimmt werden, muß der Rechenansatz die kombinierte Aufwärmung und Verdunstung berücksichtigen.

4.2 Sprühstrahlverdunstung

Zum Vergleich mit den Ergebnissen einer Berechnung des verdunstenden Sprühstrahls dient eine Untersuchung von Foster /35/ über die Verdunstung von JP-5. Der Autor gibt eine Gleichung an, die aus den Versuchsergebnissen empirisch ermittelt ist und deren umgerechnete Form lautet:

$$\frac{\dot{m}_{B, \text{verd}}}{\dot{m}_B} = 0,293 \times 0,33 (\vartheta_L - \vartheta_G)^{0,28} \left(\frac{|w_O|}{30,5 + c_L} \right) \quad . \quad (83)$$

In diese zugeschnittene Gleichung sind Längen in [m], Temperaturen in [°C] und Geschwindigkeiten in [m/s] einzusetzen; $|w_O|$ kennzeichnet den Betrag der Relativgeschwindigkeit des Brennstoffs beim Eintritt in den Luftstrom. Die Randbedingungen der durchgeführten Versuche sind ausführlich beschrieben. Bezüglich der Durchmesser - Massen - Verteilung, die die Einspritzeinrichtung erzeugt, findet man jedoch nur die Angabe, daß der mittlere Tropfendurchmesser größer als 50 µm ist. Aus diesem Grund läßt sich mit Hilfe der Gleichung (83) nur ein qualitativer Vergleich durchführen.

In Bild 33 sind für zwei verschiedene Lufttemperaturen, die in dem untersuchten Bereich liegen, die entsprechenden Werte nach Gleichung (83) und berechnete Verdunstungsverläufe von Sprühstrahlen mit massenmittleren Tropfendurchmessern von 50 µm bis 100 µm aufgetragen. Man erkennt eine befriedigende tendenzielle Übereinstimmung der Kurvenverläufe. Es zeigt sich, daß bei der niedrigen Lufttemperatur ($\vartheta_L = 250^\circ\text{C}$) die berechneten Verdunstungs-

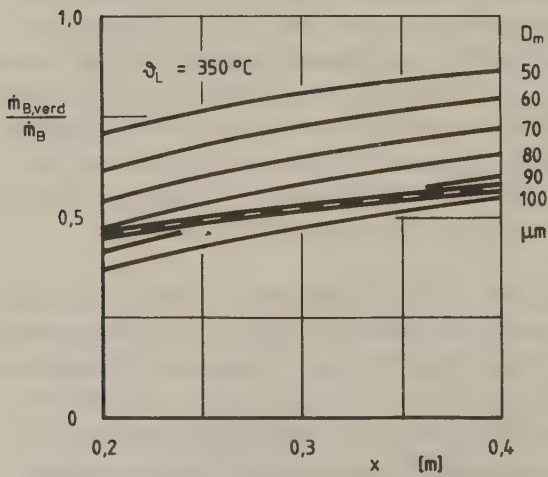
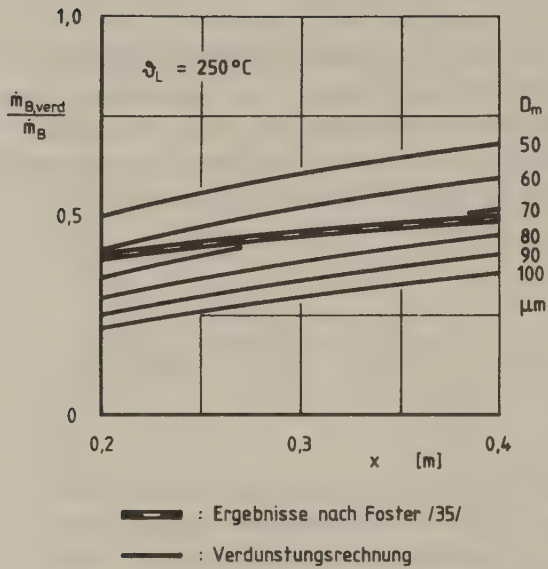


Bild 33: Vergleich gemessener und berechneter Verdunstungsgrade

verläufe im Durchmesserbereich von 65 μm bis 75 μm quantitativ gut mit der Kurve nach Gleichung (83) übereinstimmen, während für den Fall der höheren Lufttemperatur ($\vartheta_L = 350^\circ\text{C}$) die Übereinstimmung im Bereich von 85 μm bis 95 μm vorliegt.

Das läßt sich mit Hilfe der Betrachtungen zum Zerstäubungsablauf (nach Kapitel 2.3.3) und zur kritischen Weber-Zahl erklären.

Die Versuche wurden alle mit der gleichen Zerstäubungsanordnung vorgenommen, die durch eine charakteristische kritische Weber-Zahl gekennzeichnet ist. Im vorliegenden Fall wurden alle wichtigen Randbedingungen für die Rechnung bis auf die Lufttemperatur ϑ_L konstant gehalten. Für die maximalen Tropfendurchmesser, die bei der Einspritzung bei Lufttemperaturen von 250°C und 350°C zu erwarten sind, gilt bei konstanter kritischer Weber-Zahl:

$$\frac{D_{\text{max},250}}{D_{\text{max},350}} = \frac{\rho_{L,350}}{\rho_{L,250}}$$

Mit der Gasgleichung und der Voraussetzung eines festen Verhältnisses von maximalem zu massenmittleren Durchmesser erhält man:

$$\frac{D_{m,250}}{D_{m,350}} = \frac{250 + 273,15}{350 + 273,15}$$

$$\frac{D_{m,250}}{D_{m,350}} = 0,84$$

Das Verhältnis der Tropfendurchmesser, die nach Bild 33 eine gute Übereinstimmung zeigen, liegt bei $0,77 \div 0,79$.

Da die relativen Abweichungen weniger als 10% betragen, kann man eine genügende qualitative Übereinstimmung der berechneten Verdunstungsverläufe mit den Versuchsergebnissen feststellen. Genaue Aussagen bezüglich einer quantitativen Übereinstimmung sind aus den schon genannten Gründen nicht möglich.

4.3 Nachrechnung eines Sprühversuchs

Für die Nachrechnung des Bewegungsverhaltens eines Sprühstrahls wird eine Wasserzerstäubung betrachtet, wie sie in Abschnitt 3 beschrieben ist.

Als Grundlage dient der Versuch mit den folgenden Randbedingungen:

- ungestörte Anströmgeschwindigkeit der Luft:
 $c_{Lx} = 64 \text{ m/s}$
- Geschwindigkeit der Luft im Sprühstrahl nach Abschnitt 3.2.4 (Bild 26)
- Druckdifferenz des Wassers in der Einspritzdüse:
 $\Delta p_D = 6 \text{ bar}$

Zur Beschreibung der Luftströmung, die das Rechenprogramm benötigt, dient ein Modell mit Potentialströmungsansätzen, wie sie zum Beispiel von Gersten /27/ und Eck /36/ erwähnt werden.

Bild 34 zeigt die Bereiche, in die die Luftströmung unterteilt wird. Die Nachbildung des Zentralkörpers, den Düse und Düsenträger bilden, erfolgt durch die Überlagerung

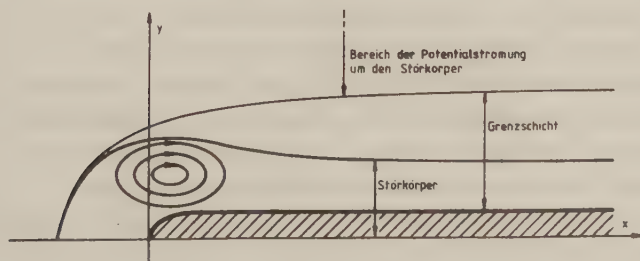


Bild 34: Nachbildung der Düsen- und Düsenträgerumströmung

von Translations- und Quellströmung. Um diesen festen Körper, der durch Schraffur gekennzeichnet ist, bildet sich eine Grenzschicht entsprechend Bild 26 aus, die man sich aus ruhender Luft und einer Strömung mit der ungestörten Anströmgeschwindigkeit zusammengesetzt vorstellen kann. Diese ruhende Luftschicht stellt für die Gesamtströmung einen Störkörper (Verdrängungsschicht) dar, der den Zentralkörper umschließt und um den sich eine Potentialströmung ausbildet.

Außerhalb der Grenzschicht liegt mit guter Näherung diese Potentialströmung vor, die innerhalb der Grenzschicht durch eine entsprechende Grenzschichtströmung ergänzt wird. Eine ähnliche Vorgehensweise ist in /27/ beschrieben.

Die Breite der Verdrängungsschicht ist in den zwei ausgemessenen Querschnitten des Sprühstrahls (Bild 26) ungefähr gleich und entspricht der aus einer Wasser - Luft - Impulsbilanz errechneten Impulsverlustdicke. Der Impulsverlust der Luft ist ungefähr gleich dem Impuls, der benötigt wird, um das Wasser in die Luftströmungsrichtung umzulenken und auf die Geschwindigkeit der ungestörten Luftströmung zu beschleunigen.

Im vorliegenden Fall zeigten sich bei den Versuchen Effekte, die auf einen stationären Ringwirbel um die Düse schließen lassen. Für die Strömung in der weiteren Umgebung von Düse und Düsenträger entsteht ein Störkörper, der durch die Überlagerung einer Translationsströmung mit einer Quelle und einer Senke darstellbar ist. Bild 35 zeigt die mit diesem Luftströmungsmodell errechneten Tropfenflugbahnen im Vergleich mit dem Vektorfeld aus Laser-2-Focus-Messungen nach Bild 22. Der maximale Tropfendurchmesser beträgt dabei 150 μm und liegt mit einer Abweichung von 2 Prozent außerhalb des bei den

vorliegenden Verhältnissen möglichen Bereiches nach Bild 27.

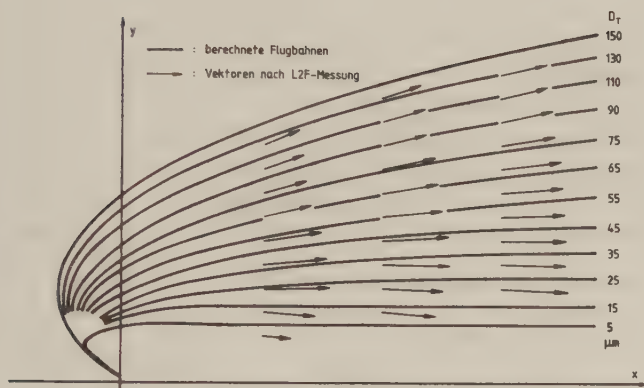


Bild 35: Vergleich von berechneten Tropfenflugbahnen und gemessenem Vektorfeld

Der Startpunkt der Tropfen, deren Durchmesser kleiner als $150\ \mu\text{m}$ ist, liegt nicht in der Düsenmündung, sondern in dem Punkt, in dessen Umgebung die hauptsächliche Zerstäubung des Wasserfilms stattfindet.

Mit den Bahnkurven von Tropfen unterschiedlicher Durchmesser ist in jedem Querschnitt des Spühstrahls die radiale Durchmesserverteilung bestimmbar. Damit kann man mit Hilfe der Durchmesser - Massen - Verteilung nach Bild 8 (Lechler-Daten /29/) den Verlauf der Massenstromdichte des Wassers in y-Richtung berechnen. Bild 36 zeigt einen Vergleich gerechneter und gemessener Ergebnisse für den Querschnitt bei $x = 0,16\ \text{m}$. Im gleichen Bild ist der Vergleich zwischen gemessenen (Laser-2-Focus) und

errechneten Tropfengeschwindigkeiten in diesem Querschnitt dargestellt.

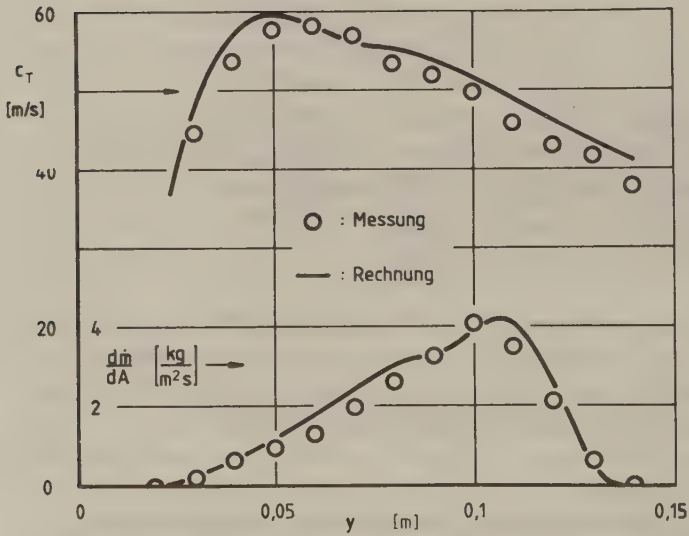


Bild 36: Vergleich gemessener und berechneter Werte für die Massenstromdichte des Wassers und die Tropfengeschwindigkeiten in einem Sprühstrahlquerschnitt

5. Parameterstudien mit Hilfe des Rechenmodells

Mit dem beschriebenen Rechenmodell werden am Beispiel einer VV-Zone mit zylindrischem Querschnitt Parameteruntersuchungen durchgeführt. Die Untersuchungen sollen einerseits zeigen, inwieweit sich Unsicherheiten bei der Bestimmung und Vorgabe verschiedener Parameter auf das Verdunstungs- und Mischungsergebnis auswirken und andererseits Daten für Überlegungen zu VV-Zonen - Konzepten liefern. Folgende Punkte sollen betrachtet werden:

- Durchmesser-Massen-Verteilung zu Beginn der Verdunstung;
- Siedebereich von realen Brennstoffen;
- Umgebungsdruck und -temperatur, maximaler Tropfenanfangsdurchmesser und Eintrittstemperatur des Brennstoffs;
- Brennstoff-Luft-Verhältnisse am Austritt von VV-Zonen mit unterschiedlicher Einspritzgeometrie;
- Klassenanzahl der diskretisierten Durchmesser-Massen-Verteilung;
- Verhalten einzelner Tropfenklassen.

Die prinzipielle Anordnung des Beispiels ist in Bild 38 skizziert. Man erkennt die über den ganzen Querschnitt als konstant angesetzte Luftgeschwindigkeit. Zum einen hat dies den Vorteil, daß die bei Parameteränderungen auftretenden Effekte von der Luftströmung unabhängig sind, und zum anderen haben weitere Rechnungen gezeigt, daß sich die Ergebnisse für den Verdunstungsverlauf und die Brennstoffdampfverteilung nicht wesentlich ändern, wenn man ein Geschwindigkeitsprofil für eine Rohrströmung vorgibt.

Wenn bei den einzelnen Untersuchungen nichts anderes erwähnt ist, gelten die folgenden Daten:

Eintrittsgeschwindigkeit der Luft	c_{LO}	= 40,0 m/s
Eintrittstemperatur der Luft	ϑ_{LO}	= 400 °C
Eintrittsdruck der Luft (wird als konstant angenommen)	p_{∞}	= 1,0 bar
Eintrittsgeschwindigkeit der Brennstofftropfen (der Eintrittswinkel ist 70°, d.h.: $c_{TxO} = 10,3$ m/s ; $c_{TyO} = 28,2$ m/s)	c_{TO}	= 30,0 m/s
Eintrittstemperatur der Brennstofftropfen	ϑ_{TO}	= 50,0 °C
maximaler Tropfendurchmesser	D_{max}	= 90 µm
Siedetemperatur des Brennstoffs	ϑ_S	= 270 °C
Brennstoff-Luft-Verhältnis	$\dot{m}_B/\dot{m}_L$	= 0,06

Das gewählte Brennstoff-Luft-Verhältnis entspricht einem λ -Wert von 1,4.

5.1 Verdunstungsverhalten von Sprühstrahlen mit unterschiedlichen Durchmesser - Massen - Verteilungen

In Abschnitt 2.3.1 wurden verschiedene Untersuchungen zitiert, die zeigen, daß das Verhältnis von maximalem zu massenmittlerem Tropfendurchmesser $D_{\max} / D_m$ im Bereich von 1,5 bis 3 liegen kann. Im Rahmen dieser Arbeit soll nicht untersucht werden, durch welche Einflüsse diese Unterschiede hervorgerufen werden. Im folgenden soll lediglich gezeigt werden, welche Wirkung dieser Parameter, der die Durchmesser - Massen - Verteilung zu Beginn der Verdunstung charakterisiert, auf den Verdunstungsverlauf hat.

Mit der Annahme, daß die Durchmesser - Massen - Verteilungen entsprechend der Gleichung (46) allgemein beschrieben sind durch:

$$M = e^{a D^{*b}} \quad , \quad (84)$$

lassen sich beliebige Verhältnisse $D_{\max} / D_m$ in die Verteilungsgleichung einsetzen. Definitionsgemäß gilt für den bezogenen massenmittleren Durchmesser $D^* = 1$:

$$M = 0,5 \quad .$$

Damit erhält man

$$a = \ln 0,5$$

und aus Gleichung (84) durch Umformung:

$$M = 0,5 D^{*b} \quad . \quad (85)$$

Mit der Festlegung entsprechend den Untersuchungen von Simmons /28/, daß 99,9 Prozent der zerstäubten Flüssigkeit Tropfen bildet, deren Durchmesser kleiner als der maximale Durchmesser ist, kann man die Verteilung allgemein bestimmen. Aus

$$0,001 = 0,5 \left(D_{\max} / D_m \right)^b$$

erhält man

$$b = 2,299 / \ln(D_{\max} / D_m) \quad . \quad (86)$$

Mit dieser allgemeinen Form der Verteilung soll die Wirkung unterschiedlicher Anfangsverteilungen auf den Verdunstungsverlauf des Sprühstrahls gezeigt werden. Die Verdunstungsverläufe in x- und y-Richtung sind nach Art einer Summenkurve dargestellt. Über dem jeweiligen Abszissenwert ist der Anteil des eingespritzten Brennstoffmassenstromes aufgetragen, der bis zu dieser Stelle insgesamt verdunstet ist.

Bild 37 zeigt die Verteilungskurven nach Gleichung (85) für verschiedene Durchmesser-Verhältnisse.

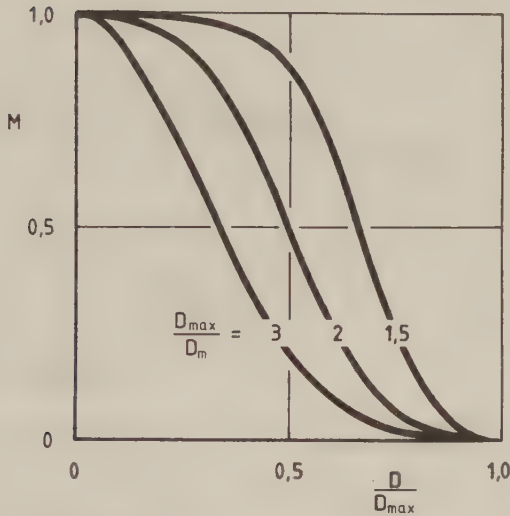


Bild 37: Verläufe von Summenkurven von Sprühstrahlen mit verschiedenen Durchmesser-Verhältnissen

Die folgenden Untersuchungen sind jeweils mit diesen drei Durchmesser-Verhältnissen

$$\frac{D_{\max}}{D_m} = 1,5 \div 2 \div 3$$

durchgeführt. Die in Bild 38 aufgetragenen Rechenergebnisse lassen erkennen, daß der größte Tropfen die Strecken sowohl in x- als auch in y-Richtung bestimmt, die der Sprühstrahl zur vollständigen Verdunstung be-

nötigt. Die Verdunstungsverläufe zeigen außerdem, daß mit zunehmendem Durchmesser Verhältnis $D_{\max} / D_m$ schon nach kürzeren Strecken größere Anteile verdunstet sind, da auch der Massenanteil der kleinen Tropfen zunimmt, die schneller verdunsten und nicht so weit fliegen wie die größeren Tropfen.

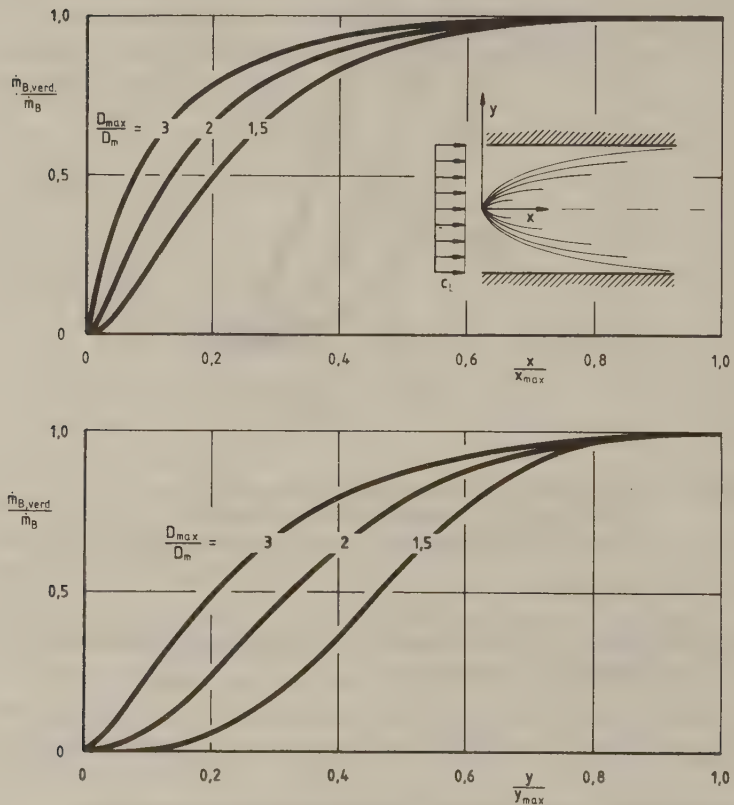


Bild 38: Schematische Darstellung der VV-Zone und der Verdunstungsverläufe von Sprühstrahlen mit unterschiedlichen Durchmesser Verhältnissen und konstantem $D_{\max}$

Um örtliche Brennstoff - Luft - Verhältnisse am Ende der VV-Zone entsprechend Abschnitt 2.3.4.2 bestimmen zu können, benötigt man die jeweiligen Verläufe der Brennstoffdampf - Massenstromdichte im Endquerschnitt.

In Bild 39 sind drei Verläufe dargestellt, die den großen Einfluß des Verteilungsparameters $D_{\max} / D_m$ auf die Brennstoffverteilung zeigen. Wenn man mit den anfangs getroffenen Annahmen für die Luftströmung berücksichtigt, daß die Massenstromdichte der Luft im gesamten Querschnitt konstant ist, und somit die Verläufe des örtlichen Brennstoff - Luft - Verhältnisses $\dot{m}_B / \dot{m}_L$ qualitativ denen in Bild 39 gleichen, erkennt man, daß bei der Berechnung eines verdunstenden Sprühstrahls neben dem maximalen Tropfendurchmesser auch der massenmittlere bekannt sein muß, um zu einem zuverlässigen Rechenergebnis zu gelangen.

Dies gilt auch, wenn durch Diffusion und turbulente Vermischung, die in den obigen Betrachtungen ausgeschlossen waren, sich die Konzentrationsmaxima teilweise abbauen, da wegen der relativ kurzen Mischungsstrecke kein vollständiger Ausgleich erreicht wird.

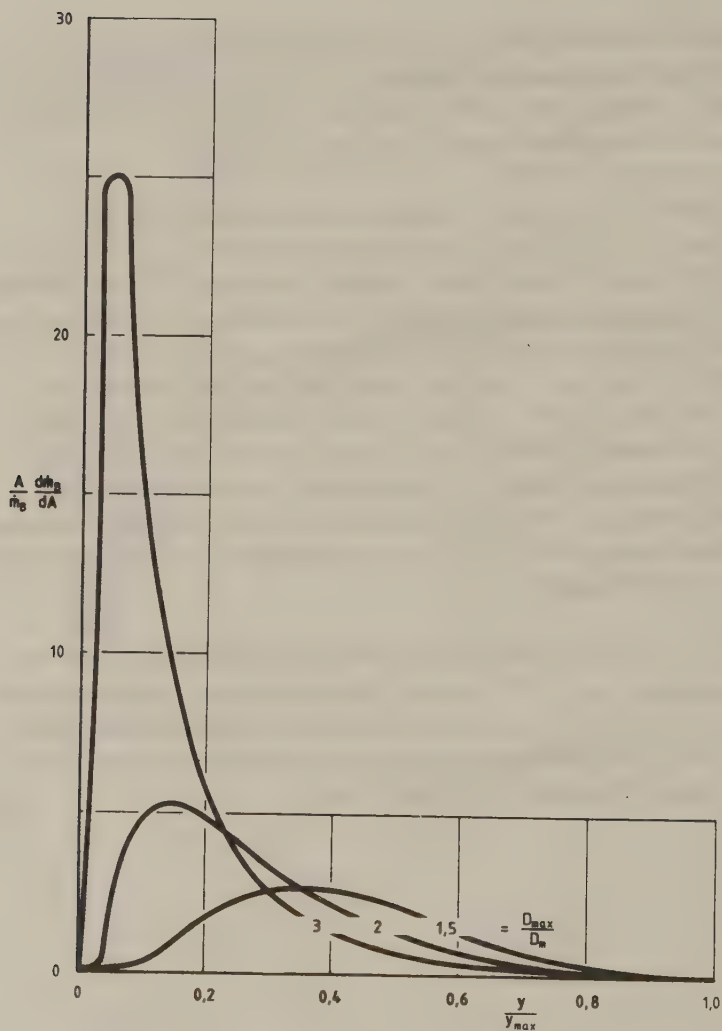


Bild 39: Dimensionslose Massenstromdichte des Brennstoffs im Austrittsquerschnitt der VV-Zone

5.2 Einfluß des Siedebereichs von leichtem Heizöl auf das Verdunstungsverhalten eines Sprühstrahls

In den bisherigen Betrachtungen wurde die Siedetemperatur der verdunstenden Flüssigkeit als konstant angenommen. Wie die meisten flüssigen Brennstoffe hat zum Beispiel auch leichtes Heizöl keine feste Siedetemperatur, sondern einen Siedebereich, da es sich um ein Gemisch aus Kohlenwasserstoffen mit unterschiedlichen Siedetemperaturen handelt. Bild 40 zeigt den Siedebereich von leichtem Heizöl nach /37/ für einen Umgebungsdruck von 1 bar.

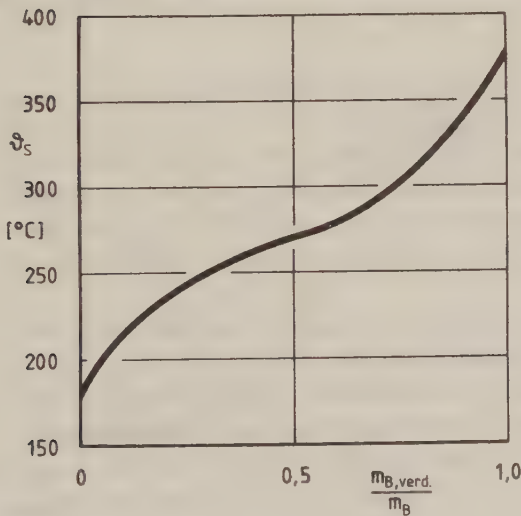


Bild 40: Siedebereich von leichtem Heizöl

Über dem bereits verdampften Massenanteil ist die momentane Siedetemperatur aufgetragen. Die in den bisherigen Betrachtungen benutzte konstante Siedetemperatur entspricht der Temperatur des Siedebereiches, bei der die Hälfte der Anfangsmasse verdampft ist. Ein Rechenmodell soll nun zeigen, ob bei der Verdunstungsrechnung der Siedebereich des Brennstoffs berücksichtigt werden muß oder ob die Rechnung mit dem Bereichsmittelwert genügend genau ist. Die Modellvorstellung geht davon aus, daß wegen der intensiven Durchmischung innerhalb jedes Tropfens an dessen Oberfläche immer der Siedezustand herrscht, der sich aufgrund der bereits verdunsteten Tropfenmasse, bezogen auf die Anfangsmasse, nach Bild 40 einstellt. Die daraus resultierende momentane Siedetemperatur bestimmt die für die Verdunstung maßgebliche Gleichgewichtstemperatur ϑ_G .

In Bild 41 sind entsprechende Rechenergebnisse, denen die gleiche VV-Zone wie in Abschnitt 5.1 zugrunde liegt, als Beispiel aufgetragen. Bei einer Variation der Umgebungstemperaturen zwischen 300°C und 500°C zeigen sich nur geringe Abweichungen, so daß für die Darstellung eine Umgebungstemperatur von 400°C gewählt wurde.

Die Wirkung des Siedebereiches auf die Berechnung der Sprühstrahlverdunstung ist bei den drei betrachteten Sprühstrahlen mit verschiedenen Anfangsverteilungen qualitativ gleich. Bei den Sprühstrahlen mit dem Siedebereich ist die Verdunstung zunächst stärker wegen der niedrigeren Siede- und damit auch Gleichgewichtstemperatur und gegen Ende der Verdunstung entsprechend geringer. Die Strecke, die der Sprühstrahl bis zur vollständigen Verdunstung benötigt, verlängert sich durch Berücksichtigung des Siedebereiches in dem betrachteten Fall um rund 18 Prozent. Dies bewirkt hauptsächlich die durch das Ansteigen der Gleichgewichtstemperatur sich ver-

ringernde Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta = \vartheta_{\infty} - \vartheta_G$, die den Wärmeübergang an der Tropfenoberfläche bestimmt.

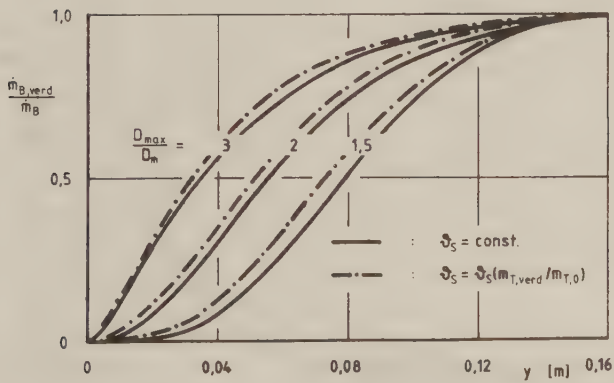
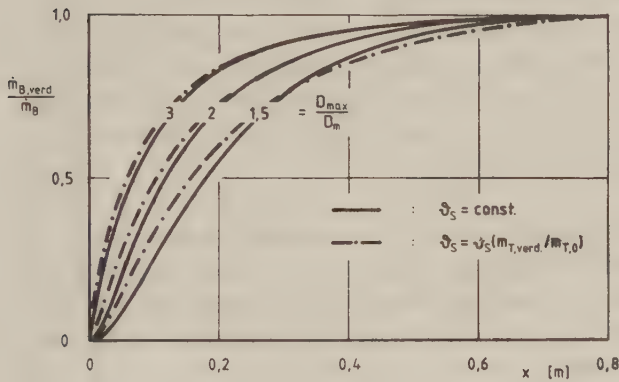


Bild 41: Verdunstungsverläufe: Vergleich von Ergebnissen aus Rechnungen mit konstanter Siedetemperatur des Brennstoffs und mit Berücksichtigung des Siedebereichs

Die größeren Anfangssteigungen des Verdunstungsverlaufs in y-Richtung deuten auf eine geänderte Brennstoffdampf - Massenstromdichte am Ende der VV-Zone hin.

Bild 42 zeigt die bezogene Massenstromdichte, deren Verläufe für eine konstante Siedetemperatur und den Siedebereich eingezeichnet sind. Die Verläufe für die konstante Siedetemperatur entsprechen denen in Bild 39. Man erkennt, daß die Berücksichtigung des Siedebereiches die Verdunstung zur Einspritzstelle hin verschiebt und daß die Maximalwerte der Massenstromdichte größer werden.

Insgesamt liegen die sich ergebenden Änderungen jedoch in einem Bereich, der eine vereinfachte Rechnung mit konstanter Siedetemperatur zuläßt, wenn die grundsätzliche Eignung von Einspritzanordnungen überprüft werden soll.

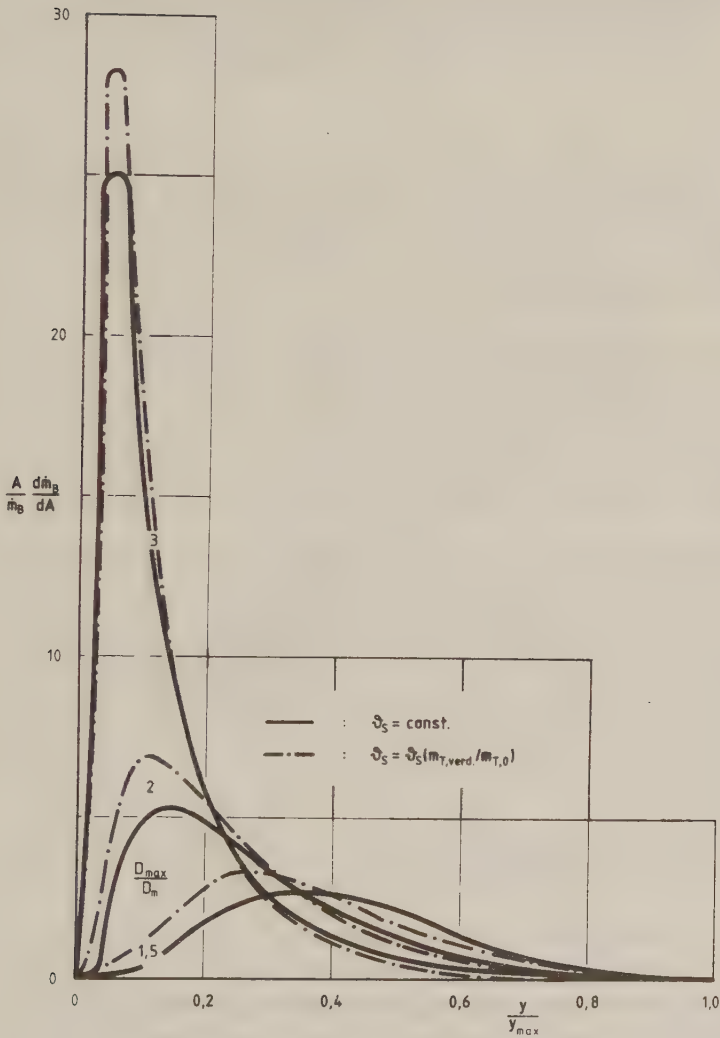


Bild 42: Massenstromdichte des Brennstoffs im Austrittsquerschnitt der VV-Zone: Vergleich von Ergebnissen aus Rechnungen mit konstanter Siedetemperatur des Brennstoffs und mit Berücksichtigung des Siedebereichs

5.3 Wirkungen des Umgebungszustandes, des maximalen Tropfendurchmessers und der Brennstoffeinspritztemperatur auf das Verdunstungsverhalten

Bei der Auslegung von VV-Zonen muß man die Strecke kennen, die der zerstäubte Brennstoff zur Verdunstung benötigt, oder wissen, wie groß der Brennstoffanteil ist, der bei vorgegebenen Randbedingungen auf einer bestimmten Strecke verdunstet.

Zu den Randbedingungen, die bekannt sein müssen, zählen neben dem Strömungsfeld der Luft auch deren Temperatur und Druck, das Siedeverhalten des Brennstoffs sowie die Form der Durchmesser - Massen - Verteilung des Sprühstrahls und ein charakteristischer Tropfendurchmesser.

Hier sollen am Beispiel der in Abschnitt 5.1 beschriebenen VV-Zone die Wirkungen der Umgebungsparameter ϑ_∞ und p_∞ und des maximalen Tropfendurchmessers $D_{\max}$ gezeigt werden. Der verdunstende Brennstoff ist leichtes Heizöl mit einer für den jeweiligen Umgebungsdruck als konstant angenommenen Siedetemperatur ϑ_s . In allen Rechnungen ist das Verhältnis von maximalem zu massenmittlerem Durchmesser $D_{\max} / D_m = 3$. Die in Bild 37 dargestellten Verdunstungsverläufe für $D_{\max} / D_m = 3$ entsprechen qualitativ den hier betrachteten Fällen.

Bild 43 zeigt über dem maximalen Tropfendurchmesser $D_{\max}$ die Strecken, die der zugehörige Sprühstrahl zurücklegt, bis 99 Prozent des ursprünglich flüssigen Brennstoffs verdunstet sind. Die Grenze $m_{\text{verd}}/m = 0,99$ wurde gewählt, um für die einzelnen Verdunstungsverläufe einen eindeutigen Endpunkt zu erhalten, da sie, wie in Bild 41 erkennbar, nahezu asymptotisch auslaufen. Die Durchmesser der verbleibenden Tropfen und der restliche flüssige Brenn-

stoffanteil sind hier so klein, daß man den Sprühstrahl als verdunstet ansehen kann.

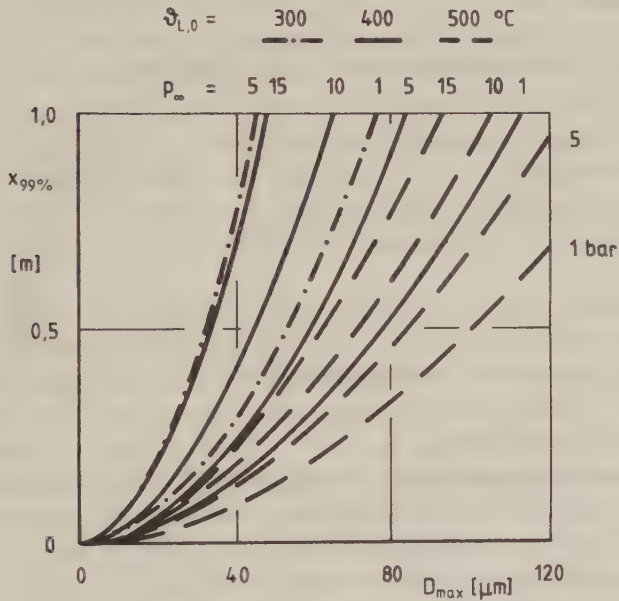


Bild 43: Verdunstungsstrecken von Sprühstrahlen bei unterschiedlichen Umgebungsbedingungen

Wenn die vorhandenen Randbedingungen in der VV-Zone auf einer vorgegebenen Strecke keine vollständige Verdunstung des Sprühstrahls ermöglichen, kann man die Verdunstungsstrecke gegebenenfalls durch eine Vorwärmung des Brennstoffs verkürzen.

Dabei machen sich zunächst zwei Änderungen bemerkbar. Erstens entzieht vorgewärmter Brennstoff der Umgebung weniger Energie bei dem Aufwärmvorgang, so daß die Umgebungstemperatur ϑ_{∞} nicht so stark absinkt wie im Fall ohne Vorwärmung, und zweitens steht die übertragene Wärmemenge eher für die Verdunstung zur Verfügung, da die Aufwärmphase kürzer ist oder ganz wegfällt. Bild 44 zeigt Verdunstungsverläufe von Sprühstrahlen mit gleichem maximalem Tropfendurchmesser in x-Richtung. Die Brennstoffvorwärmtemperaturen sind auf die Gleichgewichtstemperatur zu Beginn der Verdunstung bezogen, da diese Temperatur entsprechend den Annahmen zum Rechenmodell die Obergrenze darstellt.

Wenn man die Brennstoffvorwärmung vorsieht, muß man jedoch beachten, daß sie nicht nur auf die Strecke wirkt, die der Sprühstrahl zur Verdunstung benötigt, sondern auch auf seine radiale Ausbreitung. In Bild 45 ist für die beiden Extremfälle $\vartheta_{TO} = 0^{\circ}\text{C}$ und $\vartheta_{TO} = \vartheta_G$ die dimensionslose Brennstoffdampf - Massenstromdichte im Austrittsquerschnitt der VV-Zone dargestellt. Die Bilder zeigen, daß die Brennstoffvorwärmung zwar die Verdunstungsstrecke erheblich verkürzt, aber auch die Verteilung des Brennstoffs ungünstig verändert.

Abschließend sei noch bemerkt, daß die Brennstoffvorwärmung auch die Oberflächenspannung des Brennstoffs verringert. Nach Barnet /37/ kann man in dem betrachteten Bereich mit einer linearen Abnahme der Oberflächenspannung bei steigender Brennstofftemperatur rechnen. Damit ergibt sich gegenüber dem Fall mit $\vartheta_{TO}/\vartheta_G = 0$ bei ansonsten gleichen Randbedingungen durch die Vorwärmung auf $\vartheta_{TO} = 100^{\circ}\text{C}$ ($\vartheta_{TO}/\vartheta_G = 0,5$) eine Verkleinerung des maximalen Tropfendurchmessers um 14 Prozent, da nach Gleichung (50) die Oberflächenspannung und der maximale Durchmesser proportional sind.

Im Extremfall $\vartheta_{TO}/\vartheta_G = 1$ beträgt diese Abnahme 28 Prozent. Dadurch verkürzen sich die Verdunstungsstrecken nochmals um 26 Prozent beziehungsweise um 48 Prozent.

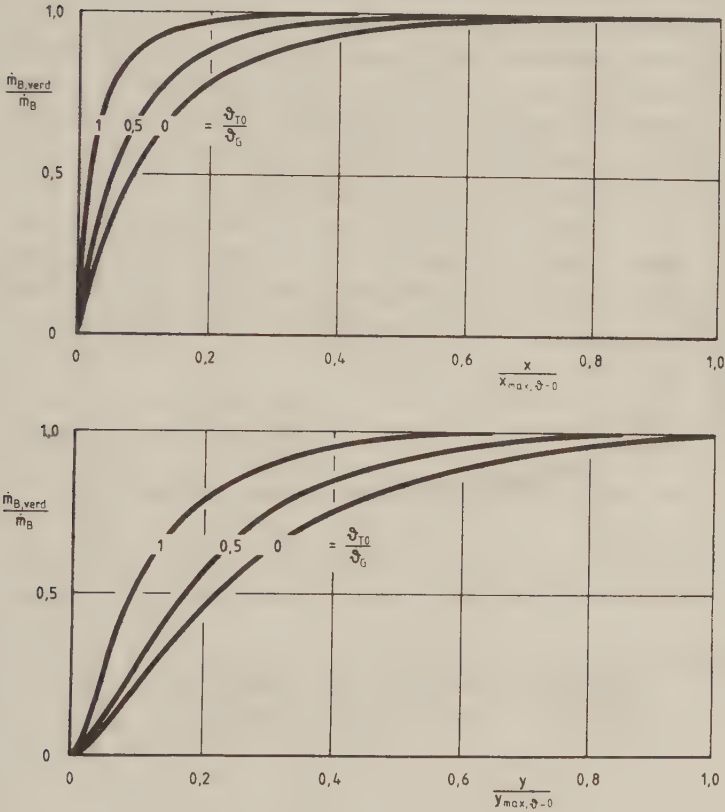


Bild 44: Verdunstungsverläufe bei unterschiedlicher Brennstoffvorwärmung

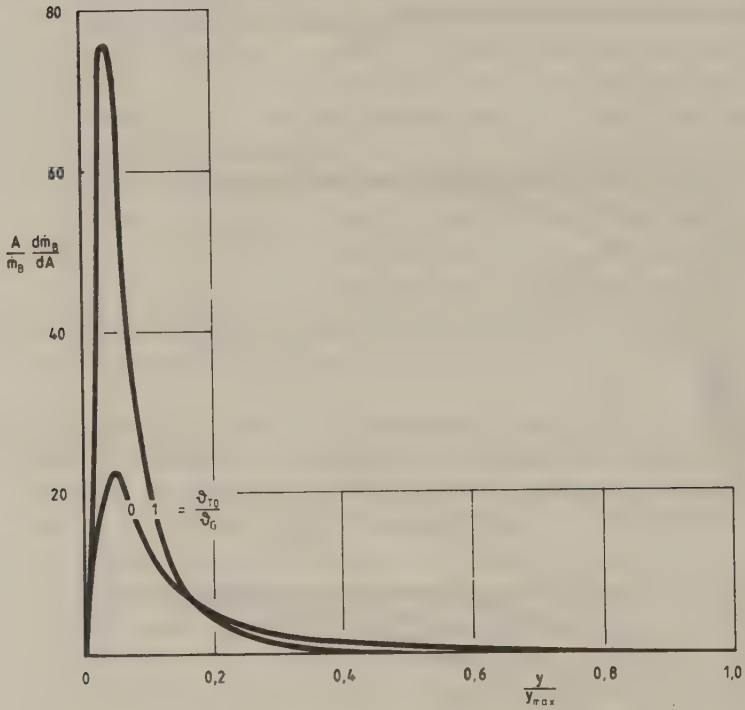


Bild 45: Massenstromdichte des Brennstoffs im Austrittsquerschnitt der VV-Zone bei unterschiedlicher Brennstoffvorwärmung

5.4 Einfluß der Einspritzgeometrie auf das Brennstoff - Luft - Verhältnis am Austritt der VV-Zone

Die örtlichen Brennstoff - Luft - Verhältnisse am Austritt der VV-Zone ergeben sich bei vollständiger Brennstoffverdunstung, und nur dieser Fall soll hier betrachtet werden, durch Division der Massenstromdichten von Brennstoffdampf und Luft. In der hier berechneten VV-Zone herrscht in allen Querschnitten eine konstante Luftgeschwindigkeit, so daß auch im Endquerschnitt die Massenstromdichte der Luft konstant ist. Wenn man die Massenstromdichte des Brennstoffs durch die der Luft dividiert und das entstehende örtliche Brennstoff - Luft - Verhältnis $\dot{m}_B/\dot{m}_L$ auf das Gesamtverhältnis $\dot{m}_B/\dot{m}_L$ bezieht, erhält man:

$$F_M = \frac{\dot{m}_L}{\dot{m}_B} \frac{\dot{m}_B}{\dot{m}_L}$$

So ergibt sich schließlich das örtliche Brennstoff - Luft - Verhältnis aus

$$\frac{\dot{m}_B}{\dot{m}_L} = \frac{\dot{m}_B}{\dot{m}_L} F_M$$

mit F_M als örtlichem Mischungsfaktor.

Ein optimales Mischungsergebnis liegt dann vor, wenn dieser Faktor im gesamten Austrittsquerschnitt gleich 1 ist.

Bei den bisher betrachteten Fällen einer rohrförmigen VV-Zone mit zentraler, rotationssymmetrischer Einspritzung ergeben sich die in Bild 46 dargestellten Mischungsfaktoren für Sprühstrahlen mit unterschiedlichen Durchmesserhältnissen $D_{\max} / D_m$. Man sieht, daß diese Art der Einspritzung zum Teil sehr schlechte Mischungsergebnisse liefert. Wenn die Einspritzung nun von der Rohrmitte an die Rohrwand verlagert wird und es gelingt, auch hier eine rotationssymmetrische, über den Umfang verteilte Einspritzung zu erreichen, erhält man die in Bild 47 dargestellten Mischungsfaktoren. Man erkennt in allen drei Fällen eine Verbesserung des Mischungsergebnisses. Es soll noch einmal betont werden, daß die Berechnung ohne Berücksichtigung von Diffusion und turbulenter Mischung erfolgte. Man kann jedoch davon ausgehen, daß diese beiden Effekte die Mischung positiv beeinflussen.

Der Einfluß kleiner Änderungen des Einspritzwinkels, bei ansonsten gleichen Randbedingungen, auf das Verdunstungsergebnis hat sich als so gering erwiesen, daß auf eine Darstellung hier verzichtet wird. Wenn sich durch die Änderung des Einspritzwinkels jedoch die Relativgeschwindigkeit zwischen Brennstoff und Luft bei der Zerstäubung ändert, ist auch mit einer Änderung des maximalen Tropfendurchmessers nach Gleichung (50) zu rechnen. Die damit verbundenen Auswirkungen wurden bereits beschrieben.

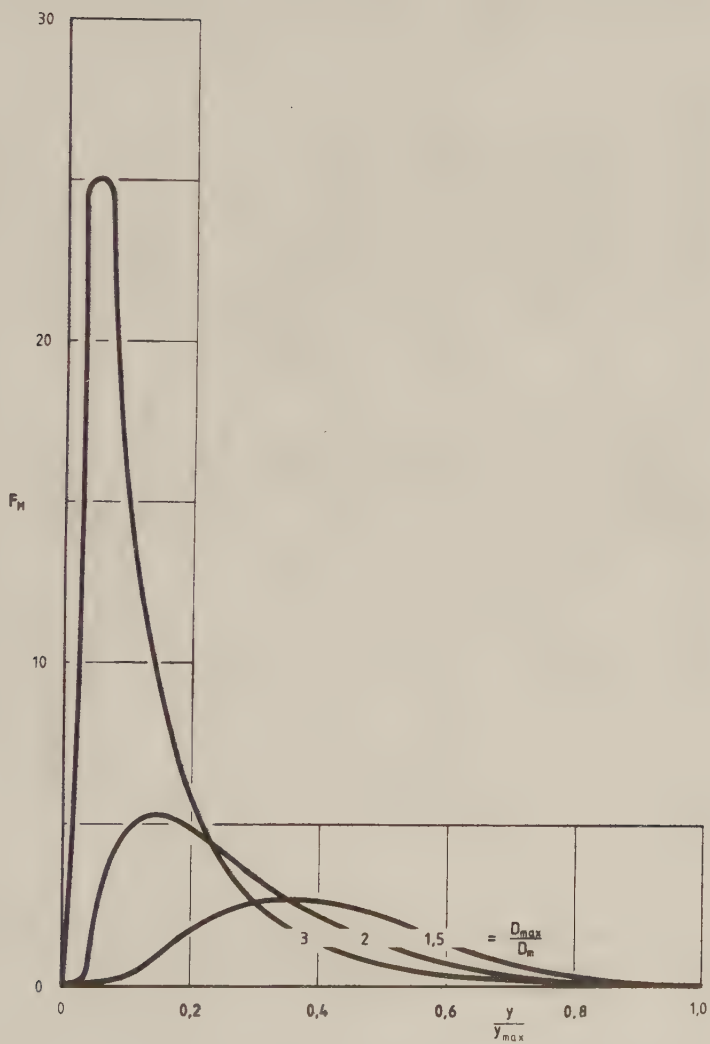


Bild 46: Mischungsfaktor bei zentraler Einspritzung

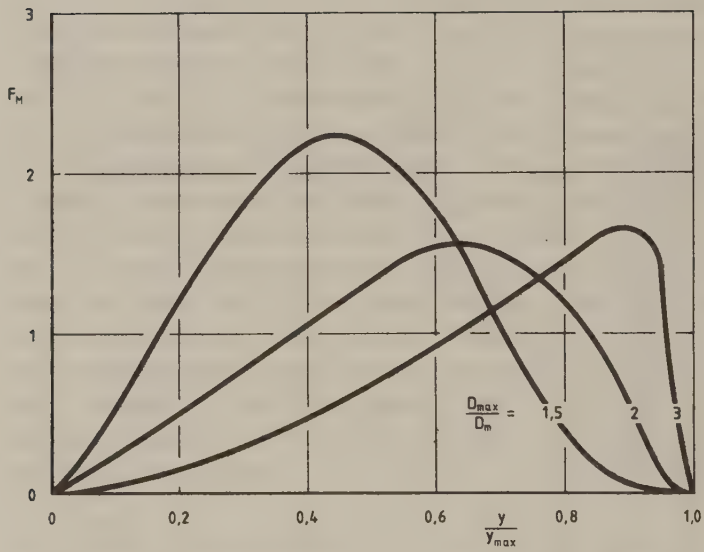


Bild 47: Mischungsfaktor bei Randeinspritzung

5.5 Einfluß der Anzahl der Tropfenklassen und Verhalten der einzelnen Klassen bei der Verdunstung

Bei den bisherigen Berechnungen wurde die Durchmesser - Massen - Verteilung in 20 massengleiche Klassen eingeteilt. Das in Abschnitt 5.1 beschriebene Beispiel einer VV-Zone soll nun dazu dienen, die Wirkung der Klassenanzahl zu zeigen. In Bild 48 sind die Verdunstungsverläufe von Sprühstrahlen eingezeichnet, die in 40, 20, 10 und 5 Klassen eingeteilt wurden.

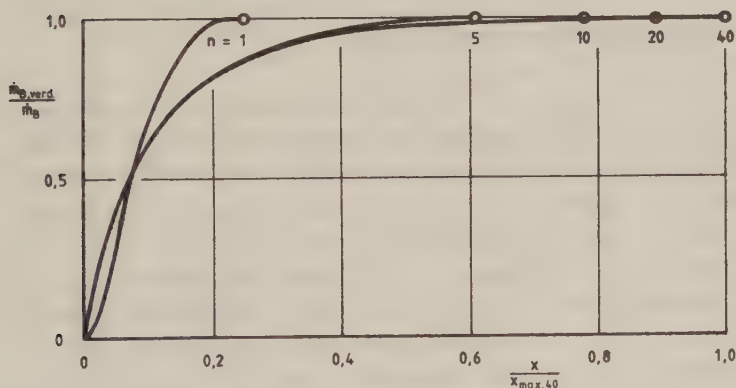


Bild 48: Verdunstungsverläufe und Verdunstungsendpunkte von Sprühstrahlen bei Einteilung in unterschiedliche Klassenanzahlen

Dazu kommt der Verdunstungsverlauf des Tropfens mit dem massenmittleren Durchmesser. Dies entspricht der Betrachtung des Sprühstrahls als eine Klasse. Die Verläufe,

die sich bei einer Einteilung in 10 bis 40 Klassen ergeben, sind identisch im Rahmen der Zeichengenauigkeit, wobei jedoch zu beachten ist, daß sich die Verdunstungsstrecken unterscheiden. Bei der Berechnung wurde der massenmittlere Tropfendurchmesser konstant gehalten, so daß sich nach Gleichung (48) der Durchmesser in der letzten Tropfenklasse mit Zunahme der Klassenanzahl vergrößert. Die Rechnung mit fünf Tropfenklassen zeigt ein Ergebnis, das sich bereits von den vorherigen auch im Verlauf unterscheidet. Den Extremfall stellt der aus einer Tropfenklasse bestehende Sprühstrahl dar.

Wenn lediglich der Verdunstungsverlauf in x-Richtung betrachtet wird, sind 10 Tropfenklassen offenbar ausreichend, um die Strecke zu bestimmen, auf der 99 Prozent des Sprühstrahls verdunstet sind.

Dies gilt jedoch nicht für die Berechnung der Brennstoff - Dampf - Verteilung im Endquerschnitt der VV-Zone. Bei der Aufsummierung der verdunsteten Anteile der einzelnen Klassen für jeweils bestimmte y-Werte entstehen wegen der Diskretisierung der Durchmesser - Massen - Verteilung Sprünge in der Summenkurve, die durch den Verdunstungsablauf hervorgerufen werden. Da bei der Verdunstung eines kontinuierlichen Durchmesserpektrums diese Sprünge nicht auftreten, muß man die Summenkurve durch Bildung von Bereichsmittelwerten glätten. Dieses Glättungsverfahren arbeitet um so zuverlässiger, je mehr Tropfenklassen vorhanden sind. Bei weniger als 10 Tropfenklassen sind die auftretenden Sprünge in der Summenkurve so groß, daß die Glättung unsichere Ergebnisse liefert.

Aus diesem Grund sollte der Sprühstrahl für die Verdunstungsrechnung wenigstens in 20 Klassen eingeteilt werden. Bei der Einteilung in eine größere Klassenanzahl ist zu beachten, daß neben dem Speicherplatzbedarf auch die

Rechenzeiten nahezu proportional ansteigen. Die Rechenzeit beträgt auf einer CYBER 175-Rechenanlage für den Sprühstrahl mit 20 Klassen 140 Sekunden.

Für einen in 20 Klassen unterteilten Sprühstrahl hat Artmann /D5/ das Verhalten der einzelnen Klassen bei dem Verdunstungsvorgang berechnet. Um die Änderungen in den einzelnen Klassen deutlicher zu zeigen, wurde bei der schon beschriebenen VV-Zone die Luftgeschwindigkeit von 40 m/s auf 60 m/s erhöht und der maximale Tropfendurchmesser verdreifacht. In Bild 49 sind über den Klassen die noch flüssigen Brennstoffmassenanteile nach der

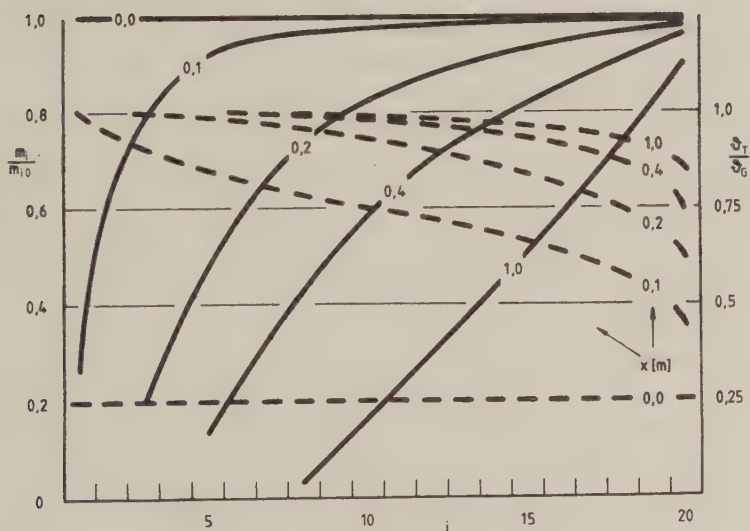


Bild 49: Verhalten der Tropfenklasse i im Verlauf von Aufwärmung und Verdunstung

$$\frac{m_i}{m_{i0}}: \text{ ————— } ; \frac{\vartheta_T}{\vartheta_G}: \text{ - - - - }$$

jeweiligen Verdunstungsstrecke x und die Tropfentemperaturen, bezogen auf die Gleichgewichtstemperatur, aufgetragen. Man erkennt, daß sich die einzelnen Tropfenklassen in den betrachteten Querschnitten sehr unterschiedlich verhalten und daß aus diesem Grund aus einer Einzeltropfenberechnung nicht auf das Verdunstungsverhalten und die Brennstoffverteilung eines Sprühstrahls geschlossen werden kann.

6. Zusammenfassung

Gasturbinenbrennkammern mit Vormischflammen bieten eine Möglichkeit, die Schadstoffbildung bei der Verbrennung zu reduzieren. Die Erzeugung des gasförmigen, homogenen Brennstoff - Luft - Gemisches, das solche Flammen benötigen, kann bei der Verwendung flüssiger Brennstoffe durch eine gezielte Einspritzung vereinfacht werden. Zur theoretischen Betrachtung der Vorgänge, die man sich dabei zunutze macht, nämlich Koppelung von Brennstoffbewegung und -verdunstung, wurde ein Rechenmodell entwickelt.

Das Rechenmodell setzt die Bewegung und Verdunstung des bei der Einspritzung entstehenden Sprühstrahls aus dem Verhalten von Einzeltropfen zusammen, deren Größe eine Durchmesser - Massen - Verteilung bestimmt. Die Berechnung der einzelnen Flugbahnen erfolgt in einem vorgegebenen Luftströmungsfeld, das zunächst durch den Impulsaustausch zwischen Tropfen und Luft nicht verändert wird. Man kann diese Wechselwirkung jedoch entweder überschlägig schon bei der Vorgabe der Luftströmung oder nach erfolgter Durchrechnung mit iterativer Annäherung genauer berücksichtigen. Auf ihrer Flugbahn nehmen die Tropfen Wärme auf, die sie aufheizt und die Verdunstung bewirkt. Für die Berechnung der gleichzeitigen Aufwärmung und Verdunstung des Einzeltropfens, sowie für die Grenztemperatur seiner Aufwärmung (Gleichgewichtstemperatur) wurden aus veröffentlichten Versuchsergebnissen empirische Ansätze entwickelt. Die Wärmeabgabe der Luft ist mit einer Abnahme ihrer Temperatur und der vorgegebenen Geschwindigkeiten verbunden. Da sich der entstehende Brennstoffdampf im wesentlichen nur in Richtung der Luftströmung bewegt, lassen sich mit dem Modell örtliche Brennstoff - Luft - Verhältnisse im Austrittsquerschnitt der VV-Zone überschlägig bestimmen.

Parameterstudien zeigen, daß neben dem maximalen Tropfendurchmesser auch die Form der Durchmesser - Massen - Verteilung einen großen Einfluß auf die Sprühstrahlverdunstung ausübt. Sie zeigen außerdem, daß für genaue Rechnungen der gegebenenfalls vorliegende Siedebereich des Brennstoffs berücksichtigt werden muß, während für Abschätzungen eine Rechnung mit der mittleren Siedetemperatur ausreicht.

Ergebnisse des Rechenmodells weisen im Vergleich mit veröffentlichten Meßwerten zur Verdunstung und eigenen Versuchsergebnissen zur Sprühstrahlbewegung ausreichende Übereinstimmung auf.

Mit dem erstellten Rechenmodell lassen sich, ausgehend von Vorgaben zur Zerstäubung und Luftströmung in der VV-Zone, einerseits erste Abschätzungen der Leistungsfähigkeit eines gewählten Konzepts durchführen und andererseits durch schrittweise Änderungen der Vorgaben Hauptabmessungen für VV-Zonen bestimmen. Durch eine Koppelung der Flugbahn- und Verdunstungsrechnung mit der Berechnung der Luftströmung wird es möglich sein, die Genauigkeit der Ergebnisse zu erhöhen und den Rechenablauf zu beschleunigen.

Literaturverzeichnis

Bei den mit + gekennzeichneten Literaturangaben handelt es sich um thematische Übersichten oder Literatursammlungen und -auswertungen

- /1/ Environmental Protection Agency - Standards of Performance for New Stationary Sources; Gas Turbines, Federal Register, Vol. 44, No.176, 1979

- /2/ Farrell, R.A.
Effects of Inlet Conditions and Water Injection on Emissions from a Dual-Fuel Industrial Gas Turbine, ASME, 81-GT-47, 1981

- /3/ Buchheim, R.
Untersuchungen zum Emissionsverhalten von Fahrzeuggasturbinen-Brennkammern; VDI-Bericht Nr.286, 1977

- /4/ Kremer, H.
Möglichkeiten der Verminderung der Emission von Stickoxiden aus Gasfeuerungen; gwf-gas/erdgas, 117 (1970), Heft 10

- /5/ Mellor, A.M.
Gas Turbine Engine Pollution; Progress in Energy and Combustion Science, Nr.1, 1976

- /6/ Marek, C.J.
Exhaust Emissions from a Premixing, Prevaporizing Flame Tube Using Jet A Fuel; NASA-TM-X-3383, 1976

- /7/ Wade, W.R.
Low Emissions Combustion for the Regenerative Gas Turbine; Part 1 - Theoretical and Design Considerations; ASME Paper 73-GT-11, 1973

- /8/+ Chigier, N.
Energy, Combustion and Environment; Mc Graw -
Hill Book Company, New York, 1981
- /9/+ Brauer, H.
Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströ-
mungen; Verlag Sauerländer, Aarau-Frankfurt/M.,
1971
- /10/+ Graßmann, P.
Physikalische Grundlagen der Verfahrenstechnik;
Verlag Sauerländer, Aarau-Frankfurt/M., 1970
- /11/ Stoffels, P.H.
Theoretische und experimentelle Untersuchungen
an einer Brennkammer für Hochleistungstriebwerke
bei kontinuierlicher und intermittierender Ein-
spritzung von flüssigem Kraftstoff; Dissertation
Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule
Aachen, 1967
- /12/ Hanson, A.R.
The Evaporation of a Fuel Spray in an Air Stream
and Effect of Turbulence on Droplet Size Distri-
bution; Proc. Second Midwestern Conference on
Fluid Mechanics, Ohio, 1952
- /13/ Lockwood, F.C.
The Prediction of a Variety of Heavy Oil Flames;
International Flame Research Foundation, IJmuiden,
Doc.nr. F 21/ca/52, 1981
- /14/ Frössling, N.
Über die Verdunstung fallender Tropfen; Gerlands
Beiträge zur Geophysik, Band 52, Akademische
Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1938

- /15/ Spalding, D.B.
Convective Mass Transfer; Edward Arnold (Publishers) Ltd., London, 1963
- /16/+ Graves, C.C.
Basic Considerations in the Combustion of Hydrocarbon Fuels with Air; Chapter I: Atomization and Evaporation of Liquid Fuels, NACA-Report 1300, 1957
- /17/ Ingebo, R.D.
Drag Coefficients for Droplets and Solid Spheres in Clouds Accelerating in Airstreams;
NACA-TN-3762, 1956
- /18/ v. Lier, J.J.C.
Überblick über die Forschungsarbeit "Einspritzkühlung" an der Technischen Universität Delft;
VGB Kraftwerkstechnik 60, Heft 12, 1980
- /19/ Shearer, A.J.
Evaluation of a Locally Homogeneous Modell of Spray Evaporation and Combustion; AIAA/SAE 14th Joint Propulsion Conference, 1978
- /20/ Stein, W.A.
Berechnung der Verdampfung von Flüssigkeit aus feuchten Produkten im Sprühturm; Verfahrenstechnik 7, Nr.9, 1973
- /21/ Priem, R.J.
Vaporization of Fuel Drops Including the Heating-Up Period; Thesis, University of Wisconsin, 1955
- /22/ Ingebo, R.D.
Vaporization Rates and Heat-Transfer Coefficients for Pure Liquid Drops; NACA-TN-2368, 1951

- /23/ VDI-Wärmeatlas; VDI-Verlag, 1974
- /24/ Walzel, P.
Auslegung von Einstoff-Druckdüsen; Chem.-Ing.-
Tech. 54, 1982
- /25/ Mellor, A.M.
Current Kinetic Modelling Techniques for Continuous Flow Combustors; Proceedings of the Symposium on Emissions from Continuous Combustion Systems, Plenum Press, New York-London, 1972
- /26/ El Wakil, M.M.
A Theoretical Investigation of the Heating-Up Period of Injected Fuel Droplets Vaporizing in Air; NACA-TN-3179, 1954
- /27/ Gersten, K.
Einführung in die Strömungsmechanik; Bertelsmann Universitätsverlag, Düsseldorf, 1974
- /28/ Simmons, H.C.
The Correlation of Drop-Size Distributions in Fuel Nozzle Sprays; Part I + II, ASME, Paper No.76-WA/GT-9, 1976
- /29/ Lechler GmbH&CoKG
Sammlung von gemessenen Durchmesserspektren und charakteristischen Durchmessern; Fellbach
- /30/ NAG, Fortran Library Manual, Volume 1, Numerical Algorithms Group, 1981

- /31/ Schodl, R.
Entwicklung eines Laser-Zwei-Focus-Verfahrens für
die berührungslose Messung von Strömungsvektoren,
insbesondere in Turbomaschinen; DLR-FB 77-65, 1977
- /32/ Fister, W.; Zahn, G.; Adrian, F.W.
Theoretische und experimentelle Untersuchungen an
Rückführkanälen hydraulischer Strömungsmaschinen;
VDI-Berichte Nr. 424, 1981
- /33/ Fister, W.
Arbeits- und Ergebnisbericht 1980/81 des SFB 117
"Leistungsverzweigung in der Antriebstechnik";
Ruhr-Universität Bochum, Kolloquium März 1982
- /34/ Ederhof, A.
Bestimmung der Flüssigkeitsbeladung mit Tropfen
von Zweiphasenein- bzw. -mehrkomponentenströ-
mungen mittels Streulichtsonde; Dissertation,
Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule
Aachen, 1977
- /35/ Foster, H.H.
Evaporation of JP-5 Fuel Sprays in Air Streams;
NACA Research Memorandum E55KO2, 1956
- /36/ Eck, B.
Technische Strömungslehre; Springer-Verlag,
Berlin/Heidelberg/New York, 1966
- /37/ Barnet, H.C.
Properties of Aircraft Fuels; NACA-TN-3276,
1956

- /38/ Fister, W.; Zahn, G.; Tasche, J.
Theoretical and Experimental Investigations About
Vaneless Return Channels of Multi-Stage Radial
Flow Turbomachines; ASME, 82-GT-209

- /39/ Brandt, F.
Brennstoffe und Verbrennungsberechnung;
FDBR Fachverband Dampfkessel-, Behälter- und
Rohrleitungsbau E.V., Vulkan-Verlag, Essen, 1981

- /40/ Deutsche SHELL AG
Heizölmerkbblätter

- /41/ Dadieu, A.
Raketentreibstoffe; Springer-Verlag,
Wien/New York, 1968

- /42/ Baehr, H.D.
Thermodynamik; Springer-Verlag, Berlin/Heidel-
berg/New York, 1973

- /43/ Anderson, D.N.
Effect of Premixing on Nitric Oxide Formation;
NASA-TM-X-68220, 1973

- /44/ Tacina, R.
Experimental Evaluation of Premixing-Prevapo-
rizing Fuel Injection Concepts for a Gas Turbine
Catalytic Combustor; NASA-TM-73755, 1977

- /45/ Rinkes, H.
Tropfengrößenverteilungen beim Zerstäuben; Ver-
fahrenstechnik, 1.Jg.(1967), Nr.8

/46/ Buschulte, W.

Liquid Propellant Atomization by Injector Elements
and its Effect on Combustion Chamber Efficiency;
Israel Journal of Technology, Vol.12, 1974

/47/ Zahn, G.

Theoretische und experimentelle Strömungsunter-
suchungen in Umlenkanälen von Turbomaschinen;
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1981

Verzeichnis der zitierten Diplomarbeiten, die in der
Bibliothek des Lehrstuhls für Fluidenergiemaschinen und
der Arbeitsgruppe Dampf- und Gasturbinen der Ruhr-Uni-
versität Bochum vorliegen:

/D1/ Bala, H.P.

Berechnung der räumlichen Flugbahn von verdunsten-
den Tropfen; 1980

/D2/ Mania, H.

Berechnung der Verdunstung eines Sprühstrahls;
1981

/D3/ Schäle, W.-A.

Konzeption eines Windkanals; 1981

/D4/ Wenzel, J.

Untersuchungen an einem Sprühstrahl; 1981

/D5/ Artmann, J.

Verdunstungsverhalten eines Sprühstrahls; 1982

Anhang

- A1. Zusammenstellung der benutzten Stoffwerte
- A2. Gleichungssystem zur Beschreibung des Einzel-
tropfenverhaltens
- A3. Flußschaubild
- A4. Erläuterung des Verdunstungsansatzes

A1. Zusammenstellung der benutzten Stoffwerte

Die für die Rechnung benutzten Stoffwerte werden in Form von Größengleichungen angegeben, die entweder aus der Literatur übernommen sind oder aus Tabellen für die betrachteten Temperaturbereiche approximiert wurden.

I. Stoffwerte für Luft

$$(0^{\circ}\text{C} \leq \vartheta \leq 500^{\circ}\text{C} ; 1 \text{ bar} \leq p \leq 15 \text{ bar})$$

- mittlere spezifische Wärmekapazität (nach /42/)

$$c_{pL} \Big|_0^{\vartheta} = \sum_{i=0}^7 b_i \vartheta^i \quad [\text{kJ}/(\text{kg K})] ; \quad \vartheta [^{\circ}\text{C}]$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad b_0 &= 0,10074812085 \cdot 10^1 \\ b_1 &= 0,40723655645 \cdot 10^{-4} \\ b_2 &= 0,11832398109 \cdot 10^{-7} \\ b_3 &= 0,28739174574 \cdot 10^{-9} \\ b_4 &= -0,50601019021 \cdot 10^{-12} \\ b_5 &= 0,36331431832 \cdot 10^{-15} \\ b_6 &= -0,12284409609 \cdot 10^{-18} \\ b_7 &= 0,16145385399 \cdot 10^{-22} \end{aligned}$$

- kinematische Zähigkeit (nach /23/)

$$\nu_L = \frac{1}{p} (8,1 \cdot 10^{-11} \vartheta^2 + 9,15 \cdot 10^{-8} \vartheta + 1,341 \cdot 10^{-5}) \quad [\text{m}^2/\text{s}]$$

$$\vartheta [^{\circ}\text{C}] ; \quad p [\text{bar}]$$

- Wärmeleitfähigkeit (nach /23/)

$$\lambda_L = 2,5 \cdot 10^{-5} + 7 \cdot 10^{-8} \vartheta \quad [\text{kW}/(\text{m K})] \quad ; \quad \vartheta [^{\circ}\text{C}]$$

II. Stoffwerte für Heizöl und Heizöldampf

$$(0^{\circ}\text{C} \leq \vartheta \leq 400^{\circ}\text{C})$$

- mittlere spezifische Wärmekapazität des flüssigen Brennstoffs (nach /40/)

$$c_{pB} \Big|_0^{\vartheta} = (17.529/\rho_{15})^{1/2} (0,403 + 0,00081 \vartheta) \quad [\text{kJ}/(\text{kg K})]$$

$$\rho_{15}: \text{Normdichte bei } 15^{\circ}\text{C in } [\text{kg}/\text{m}^3] \quad ; \quad \vartheta [^{\circ}\text{C}]$$

- mittlere spezifische Wärmekapazität des dampfförmigen Brennstoffs (nach /41/)

$$c_{pBD} \Big|_0^{\vartheta} = c_{pB} \Big|_0^{\vartheta} - 376,83/\rho_B(\vartheta) \quad [\text{kJ}/(\text{kg K})]$$

$$\vartheta [^{\circ}\text{C}] \quad ; \quad \rho_B [\text{kg}/\text{m}^3]$$

- Dichte des flüssigen Brennstoffs (nach /39/)

$$\rho_B = \rho_{15} - 0,67(\vartheta - 15) \quad [\text{kg}/\text{m}^3] \quad ; \quad \vartheta [^{\circ}\text{C}]$$

$$\rho_{15}: \text{Normdichte bei } 15^{\circ}\text{C in } [\text{kg}/\text{m}^3]$$

- Verdampfungsenthalpie (nach /40/)

$$r = 4186/\rho_{15} (60 - 0,09 \vartheta) \quad [\text{kJ}/\text{kg}] \quad ; \quad \vartheta [^{\circ}\text{C}]$$

$$\rho_{15}: \text{Normdichte bei } 15^{\circ}\text{C in } [\text{kg}/\text{m}^3]$$

A2. Gleichungssystem zur Beschreibung des Einzel- tropfenverhaltens

Im folgenden sind die Differentialgleichungen aufgeführt, die Bewegung, Flugbahn, Aufwärmung und Verdunstung des Einzeltropfens beschreiben. Die Gleichung (87) gibt den tatsächlich vom Tropfen aufgenommenen Wärmestrom an, der bei der Sprühstrahlbetrachtung (Gleichung (71)) als $\dot{Q}_{zu,i}$ bezeichnet wird. Um die Gleichungen übersichtlicher darstellen zu können, werden die Differentialgleichungen, Hilfsgrößen sowie Temperaturen und Stoffwerte getrennt dargestellt; sie bilden jedoch in ihrer Gesamtheit das System von Gleichungen, das bei der numerischen Integration behandelt wird.

1. Differentialgleichungen

$$\left. \begin{aligned} \frac{dc_{Tx}}{dt} &= -\frac{3}{4} \frac{\rho_L}{\rho_T} \frac{c_W}{D_T} w (c_{Tx} - c_{Lx}) \\ \frac{dc_{Ty}}{dt} &= -\frac{3}{4} \frac{\rho_L}{\rho_T} \frac{c_W}{D_T} w (c_{Ty} - c_{Ly}) \\ \frac{dc_{Tz}}{dt} &= -\frac{3}{4} \frac{\rho_L}{\rho_T} \frac{c_W}{D_T} w (c_{Tz} - c_{Lz}) \end{aligned} \right\} (13)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= c_{Tx} \\ \frac{dy}{dt} &= c_{Ty} \\ \frac{dz}{dt} &= c_{Tz} \end{aligned} \right\} (14)$$

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{d\vartheta_T}{dt} &= \frac{\dot{Q}_A}{m_T c_{pT}} \\
 \frac{dm_T}{dt} &= - Nu \frac{\lambda_L}{c_{pL}} \pi D_T \ln(1 + B) \frac{\dot{Q}_V}{\dot{Q}_{zu}} \\
 \frac{dD_T}{dt} &= \frac{\beta D_T}{3} \frac{d\vartheta_T}{dt} + \frac{2}{\rho_T \pi D_T^2} \frac{dm_T}{dt}
 \end{aligned} \right\} (26)$$

$$\frac{dQ}{dt} = \dot{Q}_A - \frac{dm_T}{dt} (c_{pTm}(\vartheta_{Tm})(\vartheta_G - \vartheta_T) + r(\vartheta_G)) \quad (87)$$

2. Hilfsgrößen

$$c_W = 0,36 + 5,48 \operatorname{Re}^{-0,573} + \frac{24}{\operatorname{Re}} \quad (33)$$

$$\operatorname{Re} = \frac{D_T w}{v_L} \quad (8)$$

$$w = \sqrt{(c_{Tx} - c_{Lx})^2 + (c_{Ty} - c_{Ly})^2 + (c_{Tz} - c_{Lz})^2} \quad (5)$$

$$\left. \begin{aligned}
 c_{Lx} \\
 c_{Ly} \\
 c_{Lz}
 \end{aligned} \right\} \begin{aligned} &\text{nach Vorgabe,} \\ &\text{z.B. in Abhängigkeit von } x, y, z \end{aligned}$$

$$\dot{Q}_A = \dot{Q}_{zu} \frac{\dot{Q}_A}{\dot{Q}_{zu}}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\dot{Q}_A}{\dot{Q}_{zu}} &= \theta^{0,5084} e^{-3,068 \theta} \\ \theta &= \frac{\vartheta_G - \vartheta_T}{\vartheta_G - \vartheta_{TO}} \end{aligned} \right\} (39)$$

$$\dot{Q}_{zu} = Nu \lambda_L \pi D_T (\vartheta_\infty - \vartheta_T) \quad (15)$$

$$Nu = 2 + 0,49 Re^{1/2} \quad (17)$$

$$B = \frac{c_{pL} (\vartheta_\infty - \vartheta_T)}{c_{pTm} (\vartheta_G - \vartheta_T) + r} \quad (23)$$

$$\frac{\dot{Q}_V}{\dot{Q}_{zu}} = 1 - \frac{\dot{Q}_A}{\dot{Q}_{zu}}$$

3. Temperaturen und Stoffwerte

$$\vartheta_G = \vartheta_G(\vartheta_\infty, \vartheta_S) \quad \text{nach Abschnitt 2.2.4}$$

$$\vartheta_{Lm} = (\vartheta_\infty + \vartheta_T)/2$$

$$\vartheta_{Tm} = (\vartheta_\infty + \vartheta_T)/2$$

$$\rho_L = (100 p_\infty)/(0,288 (\vartheta_\infty + 273,15))$$

$$\nu_L = \nu_L(\vartheta_{Lm})$$

$$c_{pL} = (c_{pL}(\vartheta_\infty) \vartheta_\infty - c_{pL}(\vartheta_T) \vartheta_T)/(\vartheta_\infty - \vartheta_T)$$

$$\lambda_L = \lambda_L(\vartheta_{Lm})$$

$$\rho_T = \rho_B(\vartheta_T)$$

$$c_{pT} = c_{pB}(\vartheta_T)$$

$$c_{pTm} = c_{pB}(\vartheta_{Tm})$$

$$\beta_T = 0,67/\rho_B(\vartheta_T)$$

$$r = r(\vartheta_G)$$

A3. Flußschaubild

START

DATENEINGABE

1. Daten für Luft und VV-Zonen-Geometrie

- Strömungsfeld der Luft

$c_{Lx}(x,y,z)$
$c_{Ly}(x,y,z)$
$c_{Lz}(x,y,z)$

(Die Luftgeschwindigkeiten können durch Messung oder Berechnung bestimmt werden. Bei der Berechnung können allgemeine empirische Ansätze (z.B. für Rohrströmungen) oder Potentialströmungsansätze (beide z.B. nach /36/) sowie die Möglichkeiten einer Strömungsrechnung (z.B. nach /32/) genutzt werden.)

- Lufteintrittstemperatur $\vartheta_L (= \vartheta_{\infty})$
- Luftdruck (in VV-Zone als konstant angenommen) $p_L (= p_{\infty})$
- Geometrie der VV-Zone

Wandkoordinaten, Länge

2. Brennstoffdaten

- Normdichte ρ_{15}
- Siedetemperatur ϑ_S
- Gleichgewichtstemperatur ϑ_G

(nicht notwendig, wenn die Gleichgewichtstemperatur während der Rechnung nach den Gleichungen (34), (36) oder (38) bestimmt wird)

- Einspritzstelle x_0, y_0, z_0
- Einspritzgeschwindigkeit

c_{Tx0}
c_{Ty0}
c_{Tz0}
- Eintrittstemperatur ϑ_{T0}
- Massenstrom $\dot{m}_B$
- maximaler Tropfendurchmesser D_{max}

(aus Messungen oder Abschätzungen nach Abschnitt 2.3.3)

- Durchmesser Verhältnis D_{max}/D_m
- (aus Messungen oder Abschätzungen nach Abschnitt 2.3.3)

(Statt D_{max} und D_{max}/D_m kann auch eine gemessene Durchmesserverteilung vorgegeben werden.)

3. allgemeine Daten

- Klassenanzahl n
- Intervalllängen $\Delta x, \Delta y$

Bestimmung der Anfangswerte für die
n Tropfenklassen
Tropfendurchmesser nach Gleichung (48)
(entfällt bei Vorgabe gemessener Werte)
Anfangstemperaturen und -geschwindig-
keiten für alle Klassen gleich

Beginn der schrittweisen Flugbahn- und
Verdunstungsberechnung für den Sprüh-
strahl; Rechnung in x-Richtung mit
Schrittweite Δx

Annahme bei der ersten Durchrechnung im
Intervall der Länge Δx :
 $\vartheta_L = \vartheta_{LE} = \vartheta_{LA} = \vartheta_{\text{Vergleich}} = \text{const.}$

i = 1

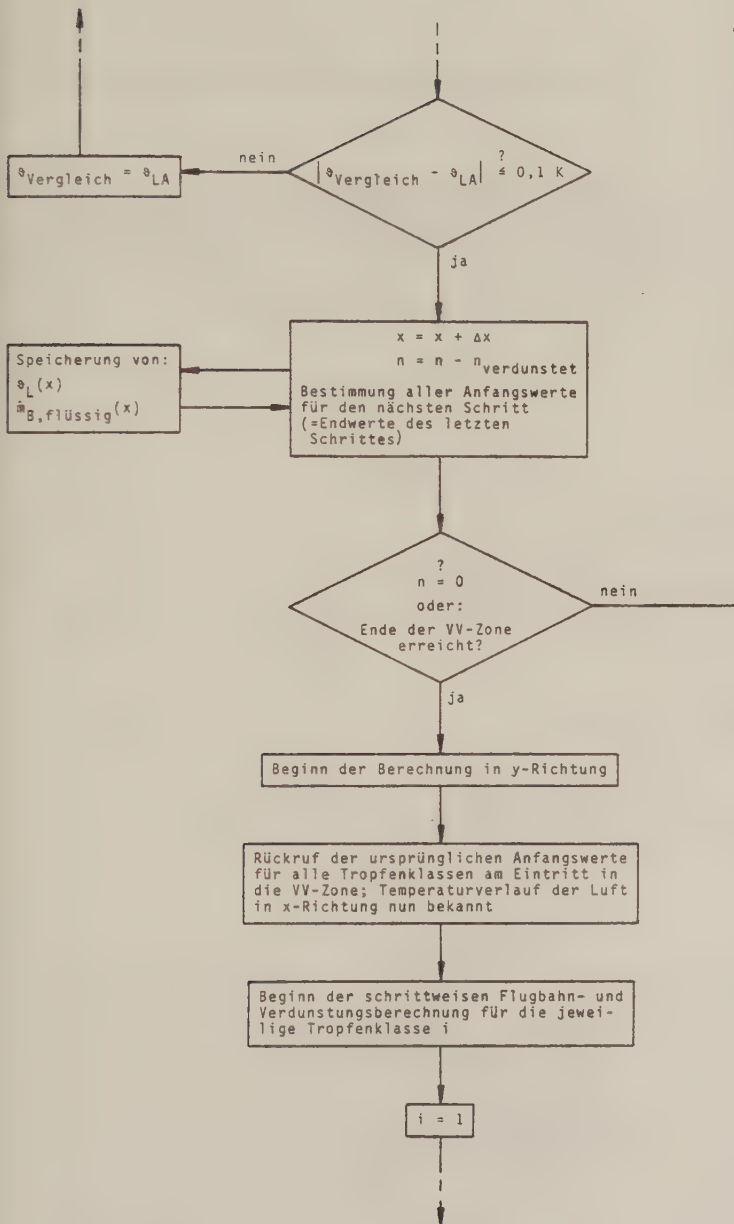
Berechnung von Flugbahn und Verdunstung
für die Tropfenklasse i im Intervall der
Länge Δx durch numerische Lösung des
Systems der Differentialgleichungen
(13), (14), (26) und (87) in Verbindung
mit den zugehörigen Hilfsgrößen und
Stoffwerten (siehe Anhang A2);
Integration nach Runge-Kutta für itera-
tiv angepaßtes Zeitintervall Δt ,
($\Delta t = \Delta x / c_{Tx, \text{mittel}}$)

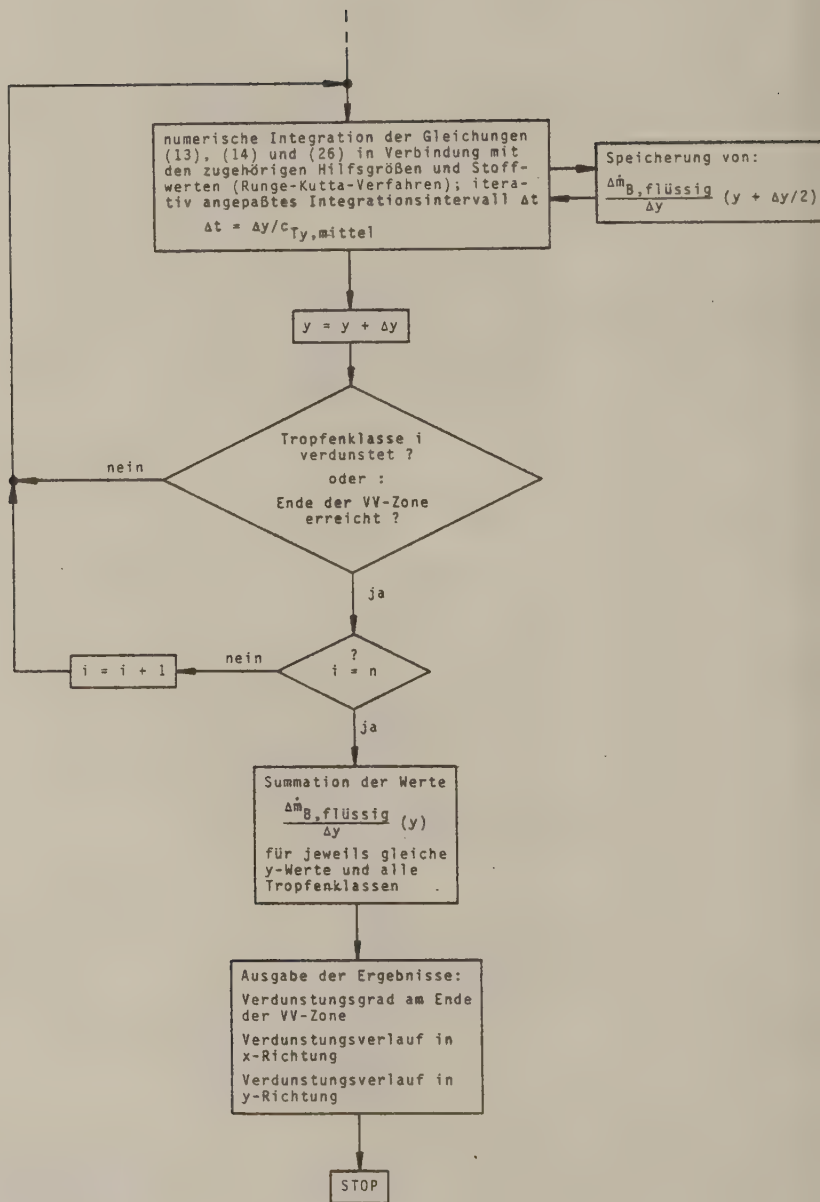
nein
i = i + 1
ja
?

Berechnung der Lufttemperaturänderung
durch Lösung einer linearisierten
Form von Gleichung (71) $\Rightarrow \Delta \vartheta_L$

Bestimmung eines linearen
Temperaturverlaufs im In-
tervall; damit auch Ände-
rung der Luftgeschwindig-
keiten nach Gleichung (75)

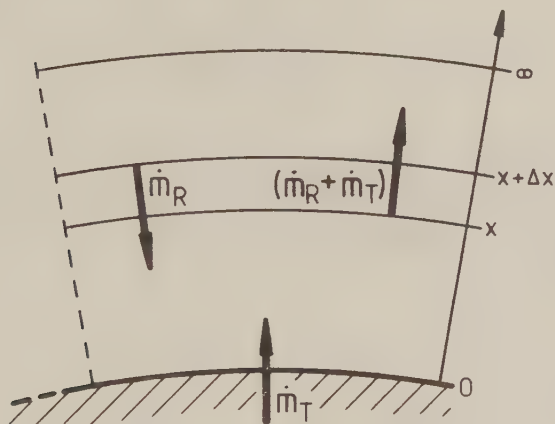
Berechnung der Austrittstemperatur
 $\vartheta_{LA} = \vartheta_{LE} - \Delta \vartheta_L$





A4. Erläuterung des Verdunstungsansatzes

Zur Berechnung der Tropfenverdunstung dient ein Ansatz nach Spalding /15/ dessen Herleitung im folgenden kurz beschrieben wird. Spalding benutzt die Reynolds-Strom-Hypothese, um mit Hilfe einer Wärmeübergangsrechnung die Verdunstungsrate zu bestimmen.



Die Skizze soll die Vorgehensweise erläutern. Sie zeigt einen Ausschnitt der Oberfläche des kugelförmigen Tropfens und mehrere konzentrische Kontrollflächen, die den Tropfen umschließen. Die Zustände im Innern des Tropfens kennzeichnet der Index T , während der Index ∞ die Zustände in der weiteren Umgebung des Tropfens beschreibt, die durch die Verdunstung nicht spürbar beeinflusst werden. In das Kontrollvolumen zwischen der Tropfenoberfläche und einer Kontrollfläche mit dem Abstand x treten der fiktive Reynolds-Strom $\dot{m}_R$ mit der Enthalpie

$h(x + \Delta x)$ und der verdunstende Massenanteil $\dot{m}_T$ mit der Enthalpie h_T ein. Das Gemisch $(\dot{m}_R + \dot{m}_T)$ verläßt den Kontrollraum mit der Enthalpie $h(x)$.

$$(\dot{m}_R + \dot{m}_T) h(x) = \dot{m}_R h(x + \Delta x) + \dot{m}_T h_T$$

Damit erhält man

$$\frac{\dot{m}_T}{\dot{m}_R} = \frac{h(x + \Delta x) - h(x)}{h(x) - h_T}$$

Wenn man nun den Raum zwischen den Flächen 0 und ∞ in Schichten mit der Dicke Δx aufteilt und alle entsprechenden Energiebilanzen aufsummiert, erhält man für sehr kleine Δx und h als Variable:

$$h(x + \Delta x) - h(x) \rightarrow dh$$

$$h(x) \rightarrow h$$

$$\sum_0^{\infty} \frac{\dot{m}_T}{\dot{m}_R} = \int_{h_0}^h \frac{dh}{h - h_T}$$

Der verdunstende Massenstrom $\dot{m}_T$ ist konstant für alle Querschnitte. Damit ergibt sich nach der Integration:

$$\dot{m}_T \sum_0^{\infty} \frac{1}{\dot{m}_R} = \ln \frac{h_{\infty} - h_T}{h_0 - h_T}$$

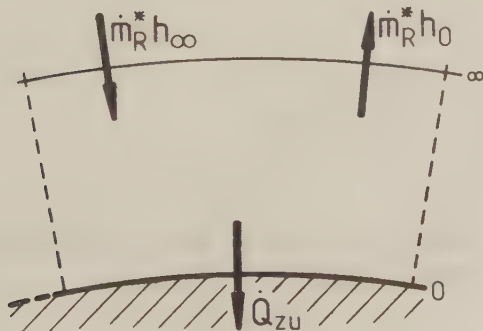
oder:

$$\dot{m}_T \sum_0^{\infty} \frac{1}{\dot{m}_R} = \ln \left(1 + \frac{h_{\infty} - h_0}{h_0 - h_T} \right)$$

In diesem Fall ist das Verhältnis der Enthalpiedifferenzen ein Maß für die Verdunstungszahl B.

$$B = \frac{h_{\infty} - h_0}{h_0 - h_T}$$

Zur Bestimmung des Wärmeübergangs wird nun folgender Kontrollraum mit dem fiktiven Reynolds-Strom $\dot{m}_R^*$ betrachtet.



Eine Energiebilanz liefert:

$$\begin{aligned}\dot{Q}_{zu} &= \dot{m}_R^* (h_\infty - h_0) \\ &= \dot{m}_R^* c_p (\vartheta_\infty - \vartheta_0) \\ \frac{1}{\dot{m}_R^*} &= \frac{c_p (\vartheta_\infty - \vartheta_0)}{\dot{Q}_{zu}}\end{aligned}$$

Für den Wärmestrom $\dot{Q}_{zu}$ gilt bei einer Kugel mit der Oberfläche A und dem Wärmeübergangskoeffizienten α :

$$\begin{aligned}\dot{Q}_{zu} &= \alpha A (\vartheta_\infty - \vartheta_0) \\ &= Nu \frac{\lambda}{D} A (\vartheta_\infty - \vartheta_0) \\ \dot{Q}_{zu} &= Nu \lambda \pi D (\vartheta_\infty - \vartheta_0)\end{aligned}$$

Damit erhält man:

$$\frac{1}{\dot{m}_R^*} = \frac{c_p}{Nu \lambda \pi D}$$

Für die Verdunstungsrate, also den abdampfenden Massenstrom $\dot{m}_T$, ergibt sich schließlich:

$$\dot{m}_T = Nu \frac{\lambda}{c_p} \pi D \ln(1 + B)$$

Die Verdunstungszahl B wird nun aus der Enthalpiedifferenz für die Luft

$$h_{\infty} - h_O = c_{pL} (\vartheta_{\infty} - \vartheta_O)$$

und der Enthalpiedifferenz für die Tropfenflüssigkeit

$$h_O - h_T = c_{pT} (\vartheta_G - \vartheta_T) + r$$

gebildet. Die Enthalpiedifferenz des Tropfens setzt sich aus der Aufwärmung der verdunstenden Masse von Tropfen- auf Gleichgewichtstemperatur und der Verdampfungsenthalpie bei dieser Temperatur zusammen.

Da in den betrachteten Fällen die Verdunstungszahl B nicht sehr viel größer als 1 wird, ist dieser Ansatz zur Berechnung der Verdunstung anwendbar.

Lebenslauf

5. Juni 1949	geboren in Gladbeck/Westf. Vater : Thomas Mrugalla Mutter: Elfriede Mrugalla, geb. Listemann
Ostern 1956 bis März 1960	Besuch der Volksschule in Gelsenkirchen-Buer
April 1960 bis Mai 1968	Besuch des Leibniz-Gymnasiums in Gelsenkirchen-Buer (Abschluß: Abitur)
Oktober 1968 bis Sept. 1970	Wehrdienst bei der Luftwaffe
Oktober 1970 bis März 1975	Studium des Maschinenbaus an der Ruhr-Universität Bochum (Abschluß: Diplom)
während des Studiums	Fachpraktikum bei der Siemens A.G. in Gladbeck/Westf.
seit April 1975	Wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl für Fluidenergiemaschinen der RUB, Prof. Dr.-Ing. W. Fister; beschäftigt bei der Arbeitsgruppe Dampf- und Gasturbinen, Prof. Dr.-Ing. H. Pfost (davon 1975 - 1977 Wiss.Ass.m.d.V.b.)

